

SÉRIE A.
n° 1102
N° D'ORDRE :
1952

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

NY TSI ZE

Licencié ès Sciences

1^{re} THÈSE. — ETUDE EXPÉRIMENTALE DES DÉFORMATIONS ET
DES CHANGEMENTS DE PROPRIÉTÉS OPTIQUES
DU QUARTZ SOUS L'INFLUENCE DU CHAMP
ÉLECTRIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 Juin 1927, devant la Commission d'Examen

MM. FABRY	Président
GUILLET	} Examinateurs
DARMOIS. . . .	

PARIS

LIBRAIRIE LOUIS ARNETTE

2, RUE CASIMIR-DELAVIGNE, 2

1927

SÉRIE A,
n° 1102
N° D'ORDRE :
1952

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

NY TSI ZE

Licencié ès Sciences

1^{re} THÈSE. — ETUDE EXPÉRIMENTALE DES DÉFORMATIONS ET
DES CHANGEMENTS DE PROPRIÉTÉS OPTIQUES
DU QUARTZ SOUS L'INFLUENCE DU CHAMP
ÉLECTRIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 22 Juin 1927, devant la Commission d'Examen

MM. FABRY	Président
GUILLET	} Examinateurs
DARMOIS	

PARIS
LIBRAIRIE LOUIS ARNETTE
2, RUE CASIMIR-DELAVIGNE, 2

1927

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires P. APPELL, M. MOLLIARD.

Prof. honoraires {
P. PUISEUX.
V. BOUSSINESQ.
A. JOANNIS.
H. LE CHATELIER.
H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
A. LEDUC.
G. SAGNAC.



Professeurs
Émile PICARD Analyse supérieure et algèbre supérieure.
G. KOENIGS Mécanique physique et expérimentale.
E. GOURSAT Calcul différentiel et calcul intégral.
P. JANET Electrotechnique générale.
F. WALLE ANT Minéralogie.
H. ANDOYER Astronomie.
P. PAINLEVÉ Mécanique analytique et mécanique céleste.
E. HAUG Géologie.
Gabriel BERTRAND Chimie biologique.
M^{me} P. CURIE Physique générale et radioactivité.
M. CAULLERY Zoologie (Evolution des êtres organisés).
C. CHABRIÉ Chimie appliquée.
G. URBAIN Chimie minérale.
Émile BOREL Calcul des probabilités et Physique mathém.
L. MARCHIS Aviation.
Jean FERRIN Chimie physique.
Remy PERRIER Zoologie (Enseignement P. C. N.).
H. ABRAHAM Physique.
M. MOLLIARD Physiologie végétale.
E. CARTAN Géométrie supérieure.
L. LAPICQUE Physiologie générale.
E. VESSIOT Théorie des groupes et calcul des variations.
A. COITON Physique générale.
J. DRACH Application de l'analyse à la géométrie.
Charles FABRY Physique.
Charles PÉREZ Zoologie.
Léon BERTRAND Géologie appliquée et géologie régionale.
R. LESPIEAU Théories chimiques.
E. RABAUD Biologie expérimentale.
P. PORTIER Physiologie comparée.
E. BLAISE Chimie organique.
P.-A. DANGEARD Botanique.
P. MONTEL Mécanique rationnelle.
P. WINTREBERT Anatomie et histologie comparées.
O. DUBOSCQ Biologie maritime.
G. JULIA Mathématiques générales.
A. JOB Chimie générale.
A. MAILHE Etude des combustibles.
L. LUTAUD Géographie physique.
Eugène BLOCH Physique théorique et physique céleste.
N..... . . . Mécanique des fluides et applications.

E. HÉROUARD Zoologie.
E. PÉCHARD Chimie (Enseign^t P. C. N.).
V. AUGER Chimie analytique.
M. GUICHARD Chimie minérale.
A. GUILLET Physique.
C. MAUGUIN Minéralogie.
L. BLARINGHEM Botanique.
A. MICHEL-LÉVY Pétrographie.
A. DEREIMS Géologie
R. DONGIER Physique du globe.
A. DENJOY Calcul différ. et intégral.
H. BÉNARD Physique (P. C. N.).

E. DARMOIS Physique.
G. BRUHAT Physique.
H. MOUTON Chimie physique.
L. JOLEAUD Paléontologie.
M. JAVILLIER Chimie biologique.
A. DUFOUR Physique (P. C. N.).
F. PICARD Zoologie (Evolution des êtres organisés).
ROBERT-LÉVY Zoologie.
L. DUNOYER Optique appliquée.
A. GUILLIERMOND Botanique (P. C. N.).
A. DEBIERNE Radioactivité.

Secrétaire Daniel TOMBECK.

A MES PARENTS

A MA FIANCÉE

A MONSIEUR CH. FABRY

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DIRECTEUR DE L'INSTITUT D'OPTIQUE
PROFESSEUR A L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

*Humble témoignage de ma profonde
reconnaissance et de ma respec-
tueuse admiration.*

A MES PROFESSEURS

PROFESSEURS A LA SORBONNE } MM. A. GUILLET
E. DARMOIS

PROFESSEURS EN CHINE } MM. HO LOU
K. F. HU
K. L. HIONG
T. S. TOAN

Étude expérimentale
des déformations et des changements
de propriétés optiques du quartz
sous
l'influence du champ électrique

INTRODUCTION

Il y a une cinquantaine d'années que les frères J. et P. CURIE ont découvert la piézo-électricité du quartz (1). LIPPMANN (2), se basant à la fois sur les principes de la conservation de l'électricité et de la conservation de l'énergie, put prévoir l'existence du phénomène réciproque et en démontrer d'avance toutes les particularités.

J. et P. CURIE mirent aussitôt en évidence ces contractions ou dilatations en appliquant des tensions électriques à une lame de quartz piézo-électrique, et vérifièrent qualitativement l'existence de ces phénomènes réciproques par diverses méthodes plus ou moins directes (3). Ils en tirèrent immédiatement profit pour construire un électromètre connu sous le nom d'électromètre bilame de CURIE. Dans ce même

(1) *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. XCI, p. 294, 1880 et t. XCII, p. 186, 1881 ; ou *Œuvres de P. Curie*, p. 7, p. 10 et p. 15.

(2) *Annales de Physique*, 5^e série, t. XXIV, p. 145, 1881 ; ou *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. X, p. 381.

(3) *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. XCII, p. 1137, 1881 ; et t. XCV, p. 914, 1882 ; et *Journal de Physique*, 2^e série, t. VIII, p. 149, 1889.

ordre d'idées WOOD (1) vient de construire un oscillographe.

Les applications des propriétés du quartz deviennent peut-être encore plus remarquables lorsque la lame est mise en résonance vibratoire dans un circuit électrique oscillant : Citons le sondeur ultra-sonore de M. LANGEVIN (2) et l'éta-lon de hautes fréquences de MM. CADY (3) et PIERCE (4).

Il est curieux de voir que malgré de telles découvertes le phénomène réciproque lui-même n'a fait l'objet d'aucune recherche depuis CURIE. Vu les importances des applications du quartz et les exigences croissantes des techniques, il nous a paru qu'il y avait intérêt à combler cette lacune. Nous nous sommes donc proposé de mesurer les dilatations d'une lame de quartz par la méthode des interférences lumineuses.

Le cristal se dilatant ou se contractant sous l'action du champ électrique, subit des compressions ou des tractions équivalentes, et d'autre part, le champ électrique peut agir directement sur la propagation de la lumière dans le cristal,

(1) A.-B. WOOD, The Piezo-electric oscillograph, *Philo Mag.*, S. 6, vol. L, N° 297, sept. 1925, p. 633.

(2) *Recherches et inventions*, N° 113 (15 avril 1924), p. 441 ; et N° 132 (15 février 1926), p. 119.

(3) CADY, The Piezo-electric Resonator, *Proc. Inst. Radio. Engrs.*, vol. X, p. 83 (1922).

Piezo-electric Standards of High Frequency, *Jour of the Optical. Soc. America*, vol. X, N° 4 (1925).

An International Comparaison of Radio wavelength Standards by Means of Piezo-electric Resonators, *Proc. Inst. Radio. Engrs.*, vol. XII, p. 805 (1924).

(4) PIERCE, Piezo-electric Crystal Resonators and Crystal Oscillators, Applied to the Precision Calibration of Wavemeters, *Proc. Americ. Acad. of Arts and Sciences*, vol. LIX, p. 82 (1923).

les propriétés optiques du quartz peuvent être modifiées. C'est ce qui a été constaté par RÖNTGEN (1) et KUNDT (2) dans la direction normale aux lignes de force.

Division de ce travail. — Nous diviserons notre travail en deux parties, l'une relative aux [dilatations électriques et l'autre aux modifications optiques.

Dans le premier chapitre nous rappellerons les phénomènes de piézo-électricité et indiquerons une méthode d'essai des lames de quartz piézo-électriques.

Le deuxième chapitre comprendra des considérations théoriques sur les déformations électriques dont les traits essentiels sont déjà classiques. Je ferai remarquer que la constante piézo-électrique est nécessairement une fonction décroissante du potentiel.

Le troisième chapitre sera consacré à la description du dispositif expérimental des mesures de dilatations.

Le quatrième chapitre comprendra les résultats expérimentaux obtenus et les confrontations avec la théorie.

Dans le cinquième chapitre nous exposerons la méthode de mesure des variations des indices des vibrations extraordinaire et ordinaire dans les directions de l'axe optique et normale aux axes optique et électrique, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus.

Enfin dans le sixième chapitre nous donnerons la méthode

(1) RÖNTGEN, *Ann. der Physik*, Folge II, 18 (1883), p. 213 et p. 534.

(2) KUNDT, *Ann. der Physik*, Folge II, 18 (1883), p. 228.

de mesure et les résultats obtenus relatifs aux variations de la biréfringence dans la direction normale aux axes optique et électrique.

Ce travail a été fait sous la direction de Monsieur le Professeur FABRY qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire où il m'a prodigué, sans cesse, de précieux conseils. Je suis heureux de lui témoigner ici ma vive et respectueuse gratitude.

Je remercie également toutes les personnes du laboratoire pour leur constante bienveillance à mon égard pendant les années que j'ai passées près d'elles.

CHAPITRE PREMIER

PHÉNOMÈNES PIÉZO-ÉLECTRIQUES ET ESSAI DES LAMES DE QUARTZ

Je me rappellerai tout d'abord les notions classiques dont je ferai un constant emploi dans ce travail :

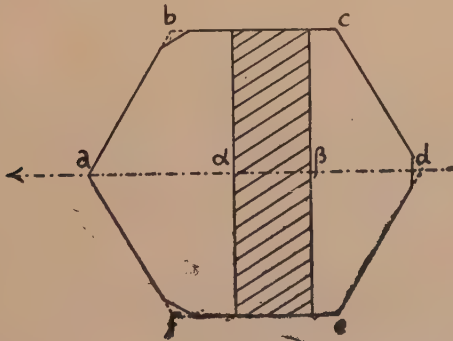


Fig. 1.

L'hexagone $a b c d e f$ (fig. 1) représente la section droite d'un prisme de quartz avec indication des troncatures d'hémièdrie sur les trois sommets, b, d, f . La droite $d a$ est l'un des axes électriques.

Taillons une lame de quartz de façon que deux de ses

faces α , β soient perpendiculaires à l'axe électrique d a. Dans la pratique, on prend comme repères les faces naturelles du cristal, les deux faces α , β sont donc perpendiculaires à une face naturelle.

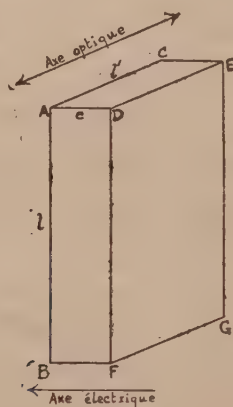


Fig. 2.

Considérons un parallépipède rectangle de quartz ainsi taillé de dimensions l , l' , e , ayant quatre arêtes telles que AD parallèles à l'un des axes électriques, et quatre arêtes, telles que AC parallèles à l'axe optique.

PREMIER CAS. — Si l'on comprime le cristal normalement aux faces ABC, DEFG, c'est-à-dire si l'on exerce un effort dans le sens de l'axe électrique, on recueille sur les mêmes faces ABC, DEFG des quantités d'électricité $+q$ et $-q$ données par la formule

$$q = kf,$$

f étant la force appliquée et k la constante piézo-électrique (1).

(1) Selon Voigt, k est dit module piézo-électrique ; le nom constante piézo-électrique est réservé au coefficient de polarisation par rapport à la déformation.

La constante k a été déterminée par Curie. Des expériences ultérieures ont donné des chiffres tout à fait concordants avec ceux de Curie :

Curie	(1889)	$6,32 \times 10^{-8}$
Ricke et Voigt	(1892)	$6,45 \times 10^{-8}$
Pockels	(1897)	$6,27 \times 10^{-8}$

en unités absolues C. G. S. électrostatiques.

A ce dégagement piézo-électrique correspond un phénomène de dilatation électrique dans le sens de l'axe électrique, lorsqu'on établit une différence de potentiel V entre les deux faces qui lui sont normales (faces que l'on peut supposer argentées) ; on aura :

$$\delta = kV = 6,32 \times 10^{-8} V$$

δ est exprimé ici en centimètres et V en unités électrostatiques C. G. S.

On voit que la grandeur de la dilatation dans le sens de l'axe électrique est indépendante des dimensions du cristal.

Ces dilatations étaient trop faibles pour être constatées directement par J. et P. CURIE, mais ils les ont ingénieusement mises en évidence par le phénomène même de la piézo-électricité, avec un appareil connu sous le nom du manomètre piézo-électrique (1). Naturellement ils n'avaient pu faire aucune mesure de la grandeur réelle des phénomènes.

DEUXIÈME CAS. — Si l'on comprime le cristal dans la direction de l'axe optique, c'est-à-dire normalement aux faces ADBF, CEG, aucun dégagement d'électricité ne prend naissance.

(1) *Journal de Physique*, 2^e série, t. VIII, p. 153, 1889 ; ou *Œuvres de Pierre Curie*, p. 38.

Réciproquement, lorsque l'on établit une tension électrique quelconque, la longueur du cristal dans la direction de l'axe optique a été, jusqu'à ce jour, considérée comme invariable. Pourtant, à notre connaissance, aucun physicien n'a soumis ce point au contrôle expérimental.

TROISIÈME CAS. — Si l'on comprime le cristal dans une direction normale aux axes optique et électrique, c'est-à-dire normalement aux faces ADEC, BFG, un dégagement se produit sur les faces ABC, DFGE normales à l'axe électrique. Le dégagement électrique est de signe contraire à celui qu'aurait occasionné une compression dans le sens de l'axe électrique ; il est donné par la formule :

$$q = -k \frac{l}{e} f,$$

dans laquelle k est la même constante que précédemment, l est la longueur AB du parallélépipède dans la direction normale aux axes optique et électrique, e est la longueur de la dimension AD parallèle à l'axe électrique dans le parallélépipède (1).

Réciproquement, lorsque l'on établit une différence de potentiel entre les deux faces ABC, DFGE, normales à l'axe électrique, le cristal tend à se dilater ou à se contracter dans la direction normale aux axes optique et électrique. Les effets sont donnés par la formule

$$\delta = -k \frac{l}{e} V = -6,32 \times 10^{-8} \frac{l}{e} V,$$

(1) Remarquons que l'on peut réunir les formules des premier et troisième cas dans un même énoncé en disant que la quantité d'électricité dégagée par unité de surface est proportionnelle à la pression par unité de surface $q = kp$.

d étant exprimé en centimètres et V en unités électrostatiques.

Ici le phénomène dépend de deux des dimensions du cristal et peut être considérablement amplifié en prenant une lame très mince dans le sens de l'axe électrique et très longue dans le sens normal aux axes optique et électrique.

J. et P. CURIE (1) ont donné dans ce cas une mesure de la dilatation de chacune de trois lames avec un levier amplificateur. Les phénomènes se traduisaient par les déplacements de quelques divisions du micromètre oculaire. Ces résultats doivent être considérés comme une première confirmation de la théorie de LIPPMANN.

En résumé, lorsque l'on établit une différence de potentiel entre deux faces normales à l'axe électrique du parallélépipède de quartz, le parallélépipède se déforme, l'axe optique conserve toujours une longueur invariable, mais les deux autres dimensions changent. Pour un certain sens de la tension, l'axe électrique se dilate et l'autre direction se contracte ; pour une tension de sens inverse, l'axe électrique se contracte et l'autre direction se dilate.

Les phénomènes direct et réciproque de la piézo-électricité sont liés entre eux par une loi de réaction analogue à la loi de Lenz. Le sens du phénomène de dilatation est, par conséquent, en relation avec la forme cristalline du quartz. Le quartz se contracte suivant l'axe électrique lorsque la charge positive se trouve à l'extrémité de cet axe, qui correspond à une arête du prisme hexagonal portant les facettes du ditrièdre.

(1) *Journal de Physique*, 2^e série, t. VIII, p. 161, 1889 ; ou *Œuvres de Pierre Curie*, p. 48.

Cette extrémité se charge, au contraire, d'électricité négative lorsque l'on comprime le cristal dans le sens de l'axe.

Essai des lames piézo-électriques

Les groupements que présentent les cristaux de quartz sont une des particularités les plus intéressantes de l'histoire de ce corps. L'étude de cette question a fait l'objet d'un très grand travail de DES CLOISEAUX (1). La conclusion générale de cette étude est la suivante : si les macles à axe incliné sont rares dans le quartz, par contre les enchevêtrements d'individus à axe parallèle constituent l'état normal de la plupart des cristaux de ce minéral même lorsque ces cristaux semblent accuser une structure homogène ; un cristal homogène de quartz est une des plus grandes raretés de la nature.

Il en résulte qu'un cristal de quartz même optiquement homogène ne sera pas nécessairement bon au point de vue piézo-électrique. En effet, les propriétés optiques du quartz sont identiques autour de l'axe ternaire et les propriétés piézo-électriques sont au contraire caractérisées par les directions et les sens des axes binaires. Si une lame est taillée à l'endroit d'accolements de cristaux dont les axes binaires font un angle de 60° les uns avec les autres, elle ne donnera point lieu aux phénomènes de piézo-électricité.

Les enchevêtrements à axe parallèle d'une même espèce de cristaux de quartz gauche ou droit ne seront pas manifestés par des moyens optiques. Parfois cependant quelques

(1) *Ann. de Phys. et de Chim.*, 3^e série, t. LXV, 1856, p. 129.

signes extérieurs permettent d'en soupçonner *a priori* l'existence, par exemple la juxtaposition sur les faces de la pyramide, de régions mates et de régions brillantes, et l'inexistence de la différence des figures de Corrosion entre deux faces adjacentes de la pyramide.

Pour les recherches et les applications, on doit tout d'abord procéder aux essais directs et simples sur les lames de quartz piézo-électriques.

Il serait long et sans utilité d'effectuer un montage complet qui ne donnerait d'ailleurs qu'une indication résultante, alors qu'une exploration par région est nécessaire.

CADY (1) a donné une méthode d'essai des lames piézo-électriques consistant à les comparer à une autre lame servant d'étalon.

J'ai profité de l'installation d'essai du service des ultrasons à Suresnes (2) que je reproduis ci-dessous.

Elle comporte seulement une lampe à deux grilles et une petite presse. La lame de quartz à essayer est en Q. Le poids W de la presse est actionné par une poignée que je n'indique pas dans la figure. Les deux colonnes C, C' sont isolées et elles sont terminées par deux bouts hémisphériques de façon que la portion soumise à l'essai soit très petite pour chaque épreuve. En déplaçant la lame, on l'explore ainsi point par point. Si la face de la lame reliée à la grille se charge positivement par la pression, le courant de plaque indiqué par un milliampermètre croît, et si elle se

(1) *Journal of the Optical Society of America*, vol. VI, 1922, p. 183.

(2) Société de Condensation et d'Applications mécaniques. Cette méthode a été introduite dans les essais par M. Florisson à qui j'adresse tous mes remerciements.

charge négativement, le courant de plaque diminue. Quand on rencontre une mauvaise lame, la déviation du milliampèremètre diminue progressivement, devient nulle et change de sens en déplaçant la lame à essayer d'un bout à l'autre (1). C'est là, malheureusement, un cas extrêmement fréquent ; on est quelquefois obligé de se contenter de ces lames en enlevant les parties « *renversées* ». On voit ainsi dans une même lame de quartz la diminution marquée de piézo-électricité et même le changement de polarité.

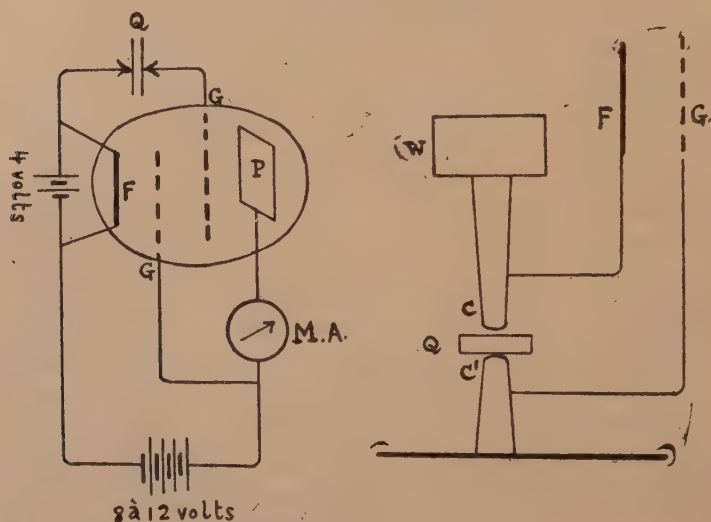


Fig. 3.

Au cours de mon travail, j'ai constaté, plusieurs fois, dans la région d'électricité nulle, d'une lame ainsi maclée,

(1) Pendant la rédaction de mon travail paraît l'article tout récent de M. L. H. Dawson (*Physical Review*, avril 1927) où on décrit aussi ce phénomène de changement de polarité.

un fil brillant sur les deux faces quand elles sont polies. On voit même une différence d'éclat de part et d'autre de ce fil quand on regarde la face par réflexion. Je pense que la surface d'accolement des cristaux se révèle de cette manière.

CHAPITRE II

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

Rappelons tout d'abord le principe de la conservation de l'électricité que nous développerons en détail dans le cas d'un condensateur plan, dont le diélectrique est une lame de quartz piézo-électrique.

Supposons que les deux faces α , β du parallélépipède de quartz soient munies d'armatures métalliques dont l'une β soit mise en communication avec la terre, tandis que l'autre α peut rester isolée ou être mise en communication avec des réservoirs d'électricité.

Soit l la longueur du cristal de quartz, lorsque le potentiel de l'armature isolée est V et qu'elle est en même temps soumise dans le sens de la longueur à une traction F . On peut ainsi faire varier la traction F et le potentiel V de l'armature α et faire parcourir à cette armature un cycle fermé.

Prenons F et V pour variables indépendantes. Soient OF , OV deux axes de coordonnées rectangulaires ; on peut représenter l'état de α à un moment quelconque par

la position d'un point P, dont les coordonnées soient F et V. Si l'on fait varier F en maintenant α en communication avec un réservoir électrique de potentiel invariable, α subit une variation à potentiel constant représentée par une droite telle que AD, BC, parallèle à l'axe des F. Si l'on fait varier F en laissant α isolé, il se développe ou il disparaît de l'électricité en α , et par conséquent, le potentiel varie avec F, on a une variation représentée par une courbe telle que AB, CD. Avec deux courbes d'une espèce et deux courbes de l'autre on peut former un cycle fermé ABCD parcouru par le point P, soit dans un sens, soit dans l'autre.

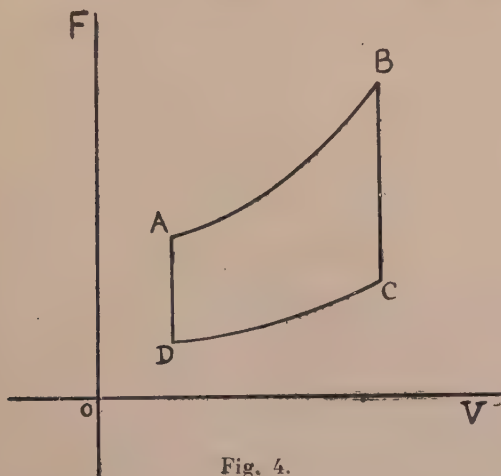


Fig. 4.

On peut donc y appliquer le principe de la conservation de l'électricité et celui de l'équivalence.

Soit dq la quantité d'électricité reçue par l'armature α , lorsque V augmente de dV et F de dF . Posons

$$(1) \quad dq = CdV + h dF,$$

C étant ce que l'on peut appeler la capacité de α à traction constante et h étant un coefficient négatif si, comme nous le supposons, l'armature α est appliquée à la face de la lame qui s'électrise positivement par la traction. Le principe de la conservation de l'électricité s'exprime par l'équation :

$$(\alpha) \quad \frac{\partial C}{\partial F} = \frac{\partial h}{\partial V}.$$

Il nous reste à exprimer le principe de l'équivalence. A cet effet, remarquons que, si la lame de quartz subit un allongement dl pendant que la traction est égale à F , le travail extérieur produit par une série d'allongements et de raccourcissements est égal à $\int - Fdl$; d'autre part, si pendant que la charge du condensateur augmente de dq , l'armature isolée est en communication avec le réservoir dont le potentiel est V , la quantité d'énergie électrique perdue par le système des réservoirs successivement employés est égale à $\int Vdq$. Le principe de l'équivalence exige que, pour un cycle fermé, ces deux quantités soient égales ou que l'on ait :

$$\int - Fdl = \int Vdq.$$

En d'autres termes, il faut que, en posant

$$dW = Fdl + Vdq,$$

dW soit une différentielle exacte.

Afin d'exprimer dW , posons

$$dl = adV + bdF,$$

b étant le coefficient d'élasticité du cristal et a un coefficient

que nous supposons différent de zéro. Nous supposons aussi que la lame ne subit pas de déformations permanentes ; dès lors l'expression dl est aussi une différentielle exacte, et l'on a

$$(\beta) \quad \frac{\partial a}{\partial F} = \frac{\partial b}{\partial V}.$$

En substituant dl à sa valeur, il vient

$$(2) \quad dW = (aF + CV)dV + (bF + hV)dF.$$

Pour que dW soit une différentielle exacte, il faut que l'on ait

$$\frac{\partial(aF + CV)}{\partial F} = \frac{\partial(bF + hV)}{\partial V}.$$

En développant cette équation et en tenant compte des équations (α) et (β), il vient

$$a = h$$

ou

$$\frac{\partial l}{\partial V} = \frac{\partial q}{\partial F}.$$

On a ici

$$q = CV - \rho F$$

ρ étant égal à k ou $\frac{1}{e}k$ ou zéro selon la direction considérée et, par suite :

$$\frac{\partial q}{\partial F} = V \frac{\partial C}{\partial F} - \rho.$$

La variation de la capacité par la pression $\frac{\partial C}{\partial F}$ est faible, ses propres variations avec V seront négligeables, c'est-à-

dire que l'on peut regarder $\frac{\partial C}{\partial F}$ comme indépendant de V ; en intégrant, on a alors

$$(3) \quad \Delta l = - \int_0^V \rho dV + \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right) \frac{CV^2}{2}.$$

Le premier terme provient de la propriété piézo-électrique ; il change de signe avec V . Le deuxième est commun à tous les diélectriques ; il est proportionnel à l'énergie électrique du condensateur.

Dans les trois directions du parallélépipède du quartz, on a donc :

$$(I) \quad \Delta e = \int_0^V k dV + \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right)_1 \frac{CV^2}{2},$$

$$(II) \quad \Delta l = - \int_0^V \frac{l}{e} k dV + \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right)_2 \frac{CV^2}{2},$$

$$(III) \quad \Delta l' = \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right)_3 \frac{CV^2}{2}.$$

Variation de la constante piézo-électrique ρ avec le potentiel de charge. — Rappelons que J. et P. CURIE ont déterminé la constante piézo-électrique en maintenant constant le potentiel de la lame, qui était d'ailleurs très faible, (celui d'un élément Daniell). Si, la lame étant isolée, on tire sur elle avec un poids de plus en plus fort, de l'électricité s'accumulera sur les faces et la différence de potentiel s'élèvera de plus en plus. Le phénomène réciproque nécessairement provoqué est une contraction dans ce cas, il agit contre le poids tenseur et s'oppose à la production du phénomène primitif. En apparence, la constante piézo-électrique sera diminuée.

Supposons que la diminution de la constante piézo-électrique ρ soit proportionnelle à sa cause, c'est-à-dire à la contraction qui est, égale à ρdV pour une augmentation de potentiel dV . Nous avons ainsi :

$$d\rho = -\omega\rho dV$$

qui donne, en intégrant ;

$$\rho = \rho_0 e^{-\omega V}$$

où ρ_0 est la limite de la constante piézo-électrique pour $V = 0$ et égal à très peu de chose près à k déterminé par Curie, ω étant une nouvelle constante que l'on peut déterminer par l'étude du phénomène réciproque.

Remarquons qu'une augmentation de V en valeur absolue provoque toujours une diminution de la constante piézo-électrique ρ , le signe de la constante ω doit être choisi de sorte que le produit ωV soit positif.

L'équation (3) devient alors :

$$\Delta l = -\frac{\rho_0}{\omega} (1 - e^{-\omega V}) + \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right) \frac{CV^2}{2}.$$

On prévoit ainsi une saturation de la déformation piézo-électrique et sa valeur maximum est égale à $\frac{\rho_0}{\omega}$.

Déformations diélectriques

C'est ainsi que nous désignerons le terme :

$$(1') \quad \delta' = \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right) \frac{CV^2}{2}.$$

Pour le condensateur plan, on a

$$C = \frac{KU'}{4\pi e}$$

où K désigne la constante diélectrique, et par suite

$$(\gamma) \quad \frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} = \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial F} + \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial F} + \frac{1}{l'} \frac{\partial l'}{\partial F} - \frac{1}{e} \frac{\partial e}{\partial F}.$$

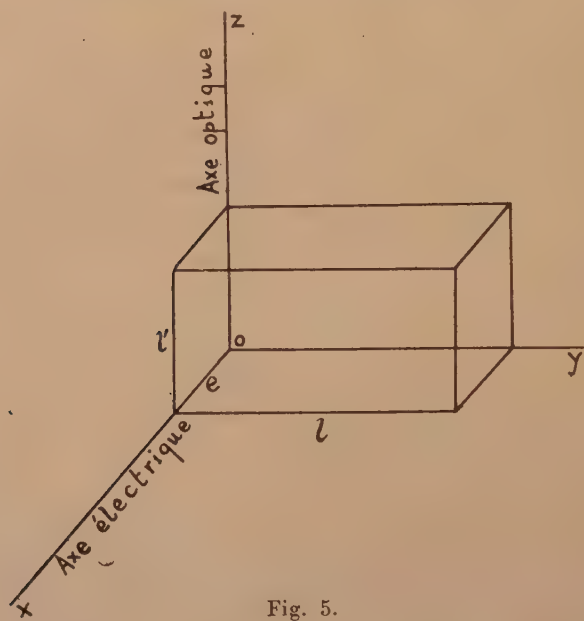


Fig. 5.

Déformation dans la direction de l'axe électrique.

— Le champ électrique est établi suivant l'axe électrique et, parallèlement à cet axe, la lame est en outre soumise à une traction F. La relation (γ) donne dans ce cas :

$$(\gamma)_1 \quad \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right)_1 = \left(k_1 - \frac{\sigma_{21}}{E_1} - \frac{\sigma_{31}}{E_1} - \frac{E_1}{1} \right) \frac{1}{l'}$$

E_1 désignant le module d'Young dans la direction de l'axe électrique, σ_{21} et σ_{31} les coefficients de Poisson dans les directions normales aux axes optique et électrique et de l'axe

optique et k_1 le coefficient de variation de K par traction parallèle aux lignes de force.

Portons cette valeur $(\gamma)_1$ dans (3'), nous obtenons, après calculs :

$$(I') \quad \delta' e = \left(k_1 - \frac{\sigma_{21}}{E_1} - \frac{\sigma_{31}}{E_1} - \frac{1}{E_1} \right) \frac{KV^2}{8\pi e}$$

ou

$$\frac{\delta' e}{e} = \left(k_1 - \frac{\sigma_{21}}{E_1} - \frac{\sigma_{31}}{E_1} - \frac{1}{E_1} \right) \frac{KH^2}{8\pi}.$$

Déformation dans la direction normale aux axes électrique et optique. — La lame est soumise cette fois à une traction F perpendiculaire aux lignes de force et à l'axe optique. La relation (γ) donne ici

$$(\gamma)_2 \quad \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right)_2 = \left(k_2 + \frac{1}{E_2} - \frac{\sigma_{32}}{E_2} + \frac{\sigma_{12}}{E_2} \right) \frac{1}{l'e},$$

E_2 désignant le module d'Young dans la direction normale aux axes optique et électrique, σ_{32} et σ_{12} les coefficients de Poisson dans les directions des axes optique et électrique et k_2 le coefficient de variation de K par traction perpendiculaire aux lignes de force et à l'axe optique.

Portons cette valeur $(\gamma)_2$ dans (3') et l'on obtient, après calculs :

$$(II') \quad \delta' l = \frac{l}{e} \left(k_2 + \frac{1}{E_2} - \frac{\sigma_{32}}{E_2} + \frac{\sigma_{12}}{E_2} \right) \frac{KV^2}{8\pi e}$$

ou :

$$\frac{\delta' l}{l} = \left(k_2 + \frac{1}{E_2} - \frac{\sigma_{32}}{E_2} + \frac{\sigma_{12}}{E_2} \right) \frac{KH^2}{8\pi}.$$

Déformation dans la direction de l'axe optique. — Imaginons la lame soumise cette fois à une traction F per-

pendiculaire aux lignes de force et parallèle à l'axe optique ; on a ici

$$(\gamma)_3 \quad \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial F} \right)_3 = \left(k_3 - \frac{\sigma_{23}}{E_3} + \frac{1}{E_3} + \frac{\sigma_{13}}{E_3} \right) \frac{1}{le}$$

E_3 désignant le module d'Young dans la direction de l'axe optique, σ_{13} et σ_{23} les coefficients de Poisson dans les directions de l'axe électrique et normale aux axes électrique et optique, et k_3 le coefficient de variation K par traction perpendiculaire aux lignes de force et parallèle à l'axe optique.

Portons cette valeur $(\gamma)_3$ dans (3') et l'on obtient après calculs,

$$(III') \quad \delta' l' = \frac{l'}{e} \left(k_3 - \frac{\sigma_{23}}{E_3} + \frac{1}{E_3} + \frac{\sigma_{13}}{E_3} \right) \frac{KV^2}{8\pi e}$$

ou

$$\frac{\delta' l'}{l'} = \left(k_3 - \frac{\sigma_{23}}{E_3} + \frac{1}{E_3} + \frac{\sigma_{13}}{E_3} \right) \frac{KH^2}{8\pi}.$$

En résumé, les formules (I'), (II'), (III') montrent que toutes les déformations diélectriques unitaires, subies par un parallélépipède de quartz piézo-électrique, sont proportionnelles à l'énergie électrique par unité de volume $\frac{KH^2}{8\pi}$.

Les coefficients sont :

$$k_1 - \frac{\sigma_{21}}{E_1} - \frac{\sigma_{31}}{E_1} - \frac{1}{E_1}$$

pour la variation unitaire dans la direction de l'axe électrique,

$$k_2 - \frac{\sigma_{32}}{E_2} + \frac{1}{E_2} + \frac{\sigma_{12}}{E_2}$$

pour la variation unitaire dans la direction normale aux axes électrique et optique,

$$k_3 = \frac{\sigma_{23}}{E_3} + \frac{1}{E_3} + \frac{\sigma_{13}}{E_3}$$

pour la variation unitaire dans la direction de l'axe optique.

Puisqu'il existe trois axes électriques, les propriétés mécaniques et électriques ne sauraient être identiques autour de l'axe optique. Nous estimons plus prudent de donner les neuf constantes d'élasticité ci-dessus pour plus de généralité. En effet, J. CURIE (1) a signalé trois pouvoirs inducteurs principaux dans ces trois directions.

Les coefficients élastiques du quartz ne sont pas bien connus, surtout les coefficients de Poisson, et aucune expérience n'a encore été faite pour déterminer k_1 , k_2 , k_3 , qui sont probablement très petits. Si nous négligeons ces derniers et comme les coefficients de Poisson sont toujours inférieurs à 1, les résultats ci-dessus indiquent qu'il doit y avoir : contraction dans la direction des lignes de force ; allongement dans les directions perpendiculaires.

(1) *Annales de Physique*, 6^e série, t. XVII, p. 414, 1889.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL MÉTHODE D'OBSERVATION

Installation de la lame et système interférentiel. —
La lame de quartz Q , taillée comme il a été indiqué plus haut, était recouverte de feuilles d'étain sur les deux faces perpendiculaires à l'axe électrique.

La direction dont la déformation était à étudier était placée verticalement. La lame était collée à la seccotine sur sa base inférieure à un morceau de verre v qui était lui-même collé sur une plaque de laiton L . Quand l'épaisseur de la lame était inférieure à 5 millimètres, on employait encore deux petites cales c en verre.

La plaque métallique L était traversée par trois tiges filetées T en invar d'une vingtaine de centimètres de haut et reposait par trois vis calantes sur un disque en bois isolé du sol par trois amortisseurs en caoutchouc et stabilisé par une énorme masse de plomb.

Pour la mesure de la dilatation ou de la contraction, nous avons appliqué la méthode classique de Fizeau basée, comme

on sait, sur l'interférence des rayons réfléchis par les deux faces d'une mince couche d'air.

Les franges d'interférence (Anneaux de Newton) étaient produites entre un plan de verre m noirci sur la face inférieure non-réfléchissante et une lentille plan-convexe l , dont la surface inférieure est sphérique et de grand rayon de courbure (30 mètres).

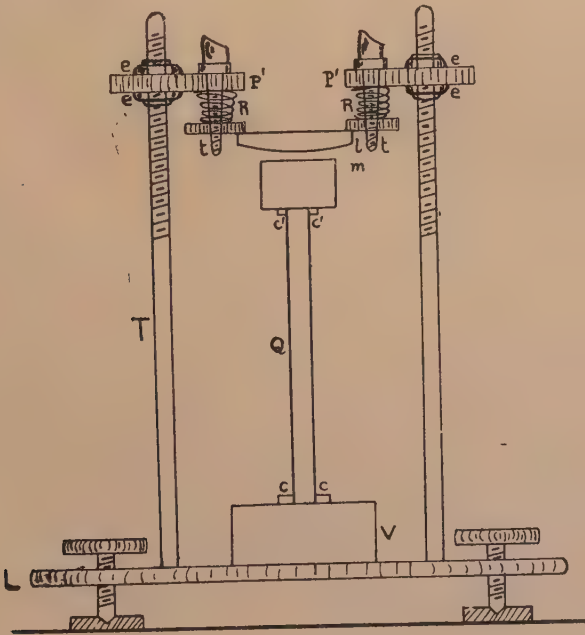


Fig: 6.

Les dimensions du plan de verre m dépendent de celles de la lame de quartz Q à étudier ; pour une raison que j'indiquerai plus loin, l'épaisseur du plan ne peut être trop faible. Il était collé directement à l'extrémité supérieure de

la lame de quartz Q avec l'appoint de deux petites cales c' en verre quand l'épaisseur de la lame Q est inférieure à 5 millimètres.

La lentille l est fixée à une petite plate-forme métallique P , pourvue de trois tiges filetées t pénétrant librement dans trois trous correspondants percés dans une autre plate-forme P' , la distance entre les deux plate-formes P , P' étant maintenue par trois ressorts R . Six écrous e , vissés par groupes de deux dans les trois tiges filetées T , servaient d'abord à régler la position des franges, ensuite à immobiliser le support de la lentille l . On perfectionnait le réglage avec les trois vis à ressort Q .

Réglages et observation des déformations. — La figure 7 représente le schéma du dispositif.

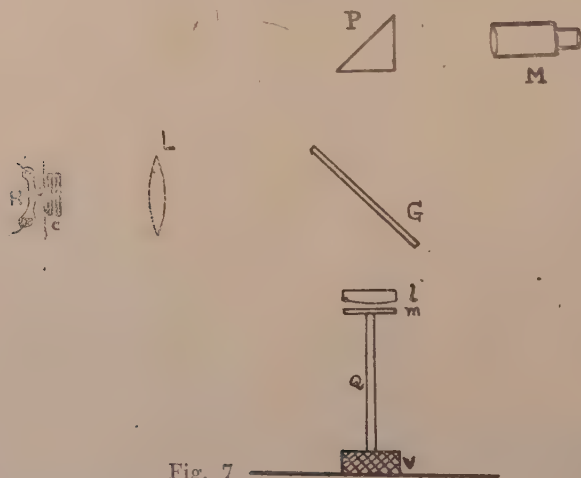


Fig. 7

La lampe à mercure H éclaire un trou O , placé au foyer de la lentille collimatrice L . Derrière le trou O on interpose

deux cuves *c* contenant du chlorate neutre de potassium et du chlorure de didyme pour ne laisser subsister que la raie verte ($\lambda = 5461 \text{ \AA}$). Le faisceau parallèle et monochromatique est envoyé par la glace à 45° G , sur le système interférentiel, puis revient verticalement. Au moyen du prisme à réflexion totale *P*, le faisceau est rendu de nouveau horizontal et on le reçoit dans l'oculaire micrométrique *M* au point sur la face inférieure de la lentille *l*.

Pour faire les réglages, on enlève d'abord l'oculaire micrométrique. Si l'on regarde à l'œil nu devant le prisme, on voit trois images du trou du collimateur. L'une est due à la réflexion sur la surface supérieure de la lentille *l* et elle doit être écartée des deux autres. La deuxième est due à la réflexion sur la surface inférieure de la lentille *l* et la troisième à la réflexion sur la face supérieure du plan *m*. Pour voir les anneaux, il est nécessaire que ces deux derniers faisceaux, qui doivent interférer, soient confondus. On arrive à ce résultat en agissant sur l'orientation du collimateur. Il suffit alors de mettre l'oculaire en place pour voir les anneaux. On perfectionne ce réglage en amenant les anneaux au maximum de netteté ; il faut pour cela que l'incidence soit exactement normale et, par conséquent, que l'ordre d'interférence au centre soit minimum.

Quand la lame de quartz s'allonge, l'épaisseur de la couche d'air entre *l* et *m* diminue, tous les anneaux déjà existants se dilatent et de nouveaux anneaux apparaissent au centre, s'épanouissant progressivement ; inversement si la lame de quartz se contracte, l'épaisseur de la couche d'air augmente, tous les anneaux se contractent et viennent, l'un après l'autre, s'évanouir au centre.

Soit ε la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence au centre. Sa détermination est très facile. Il suffit de mesurer les diamètres des deux premiers anneaux en valeurs relatives, par exemple, en divisions micro-métriques x_1 et x_2 . Un simple calcul nous donne :

$$1 - \varepsilon = \frac{x_2^2}{x_2^2 - x_1^2}.$$

On détermine ainsi les parties fractionnaires ε au centre avant et pendant la charge de la lame de quartz. Leur différence plus un nombre entier nous donne la déformation de la lame en $\frac{\lambda}{2}$. On ne peut pas se tromper sur ce nombre entier si l'on commence par un bas potentiel que l'on augmente ensuite progressivement.

Charge de la lame de quartz et mesures des différences de potentiel. — La lame de quartz Q avec ses deux armatures d'étain constitue un petit condensateur plan associé en surface avec une batterie de six bouteilles de Leyde. La batterie des condensateurs est chargée par un petit transformateur, actionné par le courant du secteur au moyen d'un interrupteur tournant à mercure.

On chargeait la batterie d'une façon permanente en intercalant un éclateur, constitué par une pointe et un plan, sur l'un des conducteurs qui reliaient les extrémités du secondaire du transformateur aux armatures. La distance entre la pointe et le plan de l'éclateur est notablement inférieure à celle que peut franchir l'étincelle de la bobine et notablement supérieure à celle que peut franchir la décharge de la batterie, à chaque interruption du courant primaire, l'étincelle traverse l'éclateur et communique une charge toujours

de même sens aux armatures ; on obtient ainsi la charge permanente de la batterie.

On peut régler le potentiel auquel la batterie est portée en faisant varier soit la tension primaire du transformateur, soit la fréquence de l'interruption, soit la distance de l'éclateur. Pour une certaine fréquence d'interruption et une certaine tension primaire données, il y a une distance optima de l'éclateur pour laquelle le potentiel de la batterie est le plus constant. On réalise les meilleures combinaisons pour chaque potentiel.

Pour les bas potentiels, nous avons une batterie d'accumulateurs donnant 2500 volts au maximum.

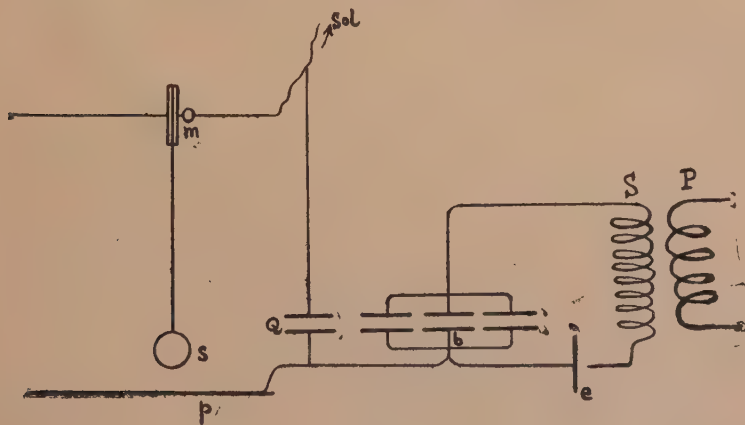


Fig. 8.

L'électromètre que j'ai employé est l'électromètre plan-sphère de MM. GUILLET et AUBERT (1).

Une sphère creuse d'aluminium *s* est suspendue par un fil

(1) *Journal de Physique*, 5^e série, t II, p. 990, 1912

long et fin au-dessus d'un grand plateau en cuivre p , qui est porté au potentiel à mesurer, en communication avec une armature de la lame de quartz Q et de la batterie b des condensateurs. La sphère s et l'autre armature de Q sont au potentiel zéro.

Le fil supportant la sphère vient s'engager sur la gorge d'une poulie fixée à un fil de torsion perpendiculaire au plan à la roue.

L'attraction de la sphère par le plan est équilibrée par la torsion du fil. On lit la torsion du fil au moyen d'un miroir sphérique m , placé au centre d'une règle transparente circulaire ayant même rayon que le miroir : on suit pour cela le déplacement, sur les divisions de la règle, de l'image du filament rectiligne d'une lampe disposée au centre du miroir m .

Soit u le rapport de la distance du centre de la sphère au plan au rayon a de la sphère. Pour u inférieur à 5, on fait usage, pour le calcul de V , de la formule suivante établie par interpolation :

$$f = - \frac{0,2426V^2}{(u - 1)(u + 0,011)},$$

f désignant l'attraction de la sphère en dynes et V le potentiel en unités électrostatiques C. G. S.

La sphère étant au sol, si le plan est porté au potentiel V , la sphère descend d'une certaine longueur et le spot se déplace sur la règle. Il est commode de déduire de la course du spot celle de la sphère ainsi que la distance de la sphère au plan et la force de torsion dans chacune des positions où celle-ci stationne. Il suffit pour cela de faire deux séries de graduations préalables.

1^o Graduation des u : Déposer successivement sur le plan au-dessous de la boule deux cylindres bien dressés et d'épaisseurs différentes connues, amener la sphère en tangence dans les deux cas, et lire les positions correspondantes n et n' du spot.

2^o Graduation des f : La position de zéro de la sphère étant choisie, ajouter successivement des poids connus sur la sphère et noter les positions correspondantes du spot. On trace une courbe avec trois ou quatre points, qui est d'ailleurs une droite.

On connaîtra ainsi, pour toutes les positions du spot dans l'intervalle gradué, les valeurs correspondantes de u et de f . En portant ces deux valeurs dans la formule ci-dessus, on aura immédiatement le potentiel V . La mesure du potentiel se réduit ainsi à une simple lecture de la position du spot.

Par un choix convenable de a , c'est-à-dire ayant une série de sphères de diamètres différents, on peut toujours placer la sphère à une distance

$$d = a(u - 1)$$

du plan plus grande que la distance explosive et sans diminuer la sensibilité, quel que soit le potentiel V à mesurer.

Monsieur le professeur GUILLET a bien voulu mettre à ma disposition l'électromètre dont il fait usage, si approprié à mon travail. Qu'il trouve ici tous mes remerciements.

Isolement de la lame de quartz. — On sait que le quartz peut être considéré comme absolument non-conducteur perpendiculairement à l'axe électrique. Mais pour pouvoir opérer aux potentiels élevés, sans que l'étincelle passe d'une face à l'autre de la lame de quartz en contournant la

surface, il est nécessaire d'immerger la lame dans l'huile de paraffine, retenue par un pourtour de paraffine. Le pourtour en paraffine restait sur la plaque métallique L et en dehors des trois tiges filetées T. L'huile y était versée et la face supérieure réfléchissante du plan de verre *m* devait rester au-dessus de l'huile de paraffine, pour cela, son épaisseur ne pouvait pas être inférieure à 5 millimètres.

Il y a encore une précaution à prendre contre la conductibilité superficielle qui pourrait provenir d'une dessiccation défectueuse. Sans cela, on observerait, en outre de la déformation piézo-électrique, une dilatation due à l'effet de Joule. Mais on peut très facilement distinguer ces deux phénomènes : l'effet de l'échauffement donne toujours lieu à une dilatation, tandis que la déformation piézo-électrique est une dilatation ou une contraction suivant le sens du champ électrique ; l'effet calorifique est lent, et par contre, l'effet électrique est instantané.

Pour éviter cette complication, on nettoyait soigneusement la lame et on desséchait bien avant de l'immerger dans l'huile de paraffine.

CHAPITRE IV

MESURES ET RÉSULTATS

L'installation de l'appareil était toujours celle indiquée dans le troisième chapitre. Les mesures étaient faites plusieurs heures après le montage et le réglage de l'appareil, pour qu'il s'établisse un équilibre de température.

La lame étant immergée dans un bain d'huile de paraffine d'un demi-litre environ qui était un véritable calorimètre, sa température, une fois équilibrée, restait pratiquement constante.

Les franges d'interférence étaient assez stables, nous n'observions qu'un déplacement très lent qui atteignait à peine un dixième de frange dans l'espace de 2 ou 3 heures, il n'y avait pas lieu d'en tenir compte, car une mesure, qui comprenait deux déterminations de la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence au centre avant et pendant la charge, ne durait que 3 ou 4 minutes.

A la charge nous mesurons les diamètres des premiers anneaux avec l'oculaire micrométrique pendant qu'un aide relevait la position du spot de l'électromètre, la partie frac-

tionnaire de l'ordre d'interférence étant déterminée avant chacune des charges.

A la charge de la lame de quartz, les franges se déplacent instantanément et elles reviennent exactement à leur position initiale immédiatement après la décharge. Le phénomène est très régulier. Après chaque décharge, les deux armatures étaient reliées et mises au sol pendant au moins deux minutes par mesure de précaution.

Déformations dans la direction perpendiculaire aux axes optique et électrique

J'ai étudié ces déformations électriques pour plusieurs lames de différentes dimensions et sous des tensions variant de quelques centaines de volts à environ quarante mille volts.

Avec la lame de plus grande sensibilité A dont j'ai fait usage, j'ai pu me borner aux tensions fournies par la batterie d'accumulateurs et les différences de potentiel étaient alors mesurées soit avec un voltmètre soit avec l'électromètre plan-sphère.

Après avoir vérifié le sens des phénomènes par rapport au champ électrique et nous être assuré qu'il n'y avait pas de dissymétrie entre les dilatations et les contractions, nous déterminions la partie fractionnaire de l'ordre d'interférence au centre pendant la charge et nous la redéterminions en renversant le champ électrique dans la lame du quartz au moyen d'un commutateur à bascule. Les déformations réelles étaient moitié de ce que l'on observait et les erreurs relatives étaient ainsi rendues deux fois plus petites.

Voici les résultats obtenus :

Lame A : ($l = 46^{\text{mm}},74$ $e = 0^{\text{mm}},30$ et $\frac{1}{e} = 155,8$)

Différences de potentiel : V en U. E. S.	Déformations : 2δ (mesurées par renversement des champs) λ en 2	Déformations : δ en cm.	$\frac{\delta}{V}$
0,63	0,46	$6,4 \times 10^{-6}$	$1,01 \times 10^{-5}$
1,68	1,22	$16,9 \times 10^{-6}$	$1,01 \times 10^{-5}$
2,41	1,74	$24,1 \times 10^{-6}$	$1,00 \times 10^{-5}$
3,96	2,82	$39,1 \times 10^{-6}$	$0,99 \times 10^{-5}$
4,80	3,45	$47,8 \times 10^{-6}$	$1,00 \times 10^{-5}$
5,94	4,34	$60,1 \times 10^{-6}$	$1,01 \times 10^{-5}$
7,04	5,10	$70,6 \times 10^{-6}$	$1,00 \times 10^{-5}$
7,98	5,72	$79,3 \times 10^{-6}$	$0,99 \times 10^{-5}$

On voit par ce tableau que dans l'intervalle de zéro à 2.400 volts les déformations δ sont parfaitement proportionnelles aux tensions et que la déformation par unité de longueur et par unité de champ électrique est

$$\frac{1}{l} \cdot \frac{\delta}{e} = 6,4 \times 10^{-8}.$$

Nous déterminons ainsi par une méthode directe et précise le coefficient de la dilatation électrique par tension. Son identité avec la valeur admise de la constante piézo-électrique est une vérification de la théorie de LIPPMANN.

Je donne ci-dessous les résultats relatifs aux lames B et C plus épaisses que la lame A et susceptibles de subir les déformations aux tensions élevées.

Lame B : ($l = 45^{\text{mm}}$, 48 $e = 5^{\text{mm}}$, 29) et $\frac{1}{e} = 8,6$

Différences de Potentiel (1) : V en U. E. S.	Déformations observées en $\frac{\lambda}{2}$		Déformations piézo- électriques en $\frac{\lambda}{2}$ $N = \frac{N_1 + N_2}{2}$	Déformations Piézo- électriques calculées	Déformations diélectriques	
	allongements N_1	contractions N_2			$\frac{\lambda}{2}$ en $\frac{N_1 - N_2}{2}$	variations unitaires $\frac{\delta l}{l} \left(\frac{e}{V} \right)^2$
$\pm 4,49$	$\frac{0,18}{2}$	$\frac{0,18}{2}$	0,09	0,09		
$\pm 7,90$	$\frac{0,31}{2}$	$\frac{0,31}{2}$	0,15	0,15		
+ 20,5	0,50	0,37	0,37	0,38		
+ 39,4	—	0,48	0,50	0,48		
+ 41,2	—	0,67	0,67	0,67		
+ 57,4	0,70	0,90	0,70	0,69		
+ 60,4	0,94	—	0,90	0,90		
+ 72,5	—	1,05	0,94	0,94		
+ 83,0	1,19	—	1,05	1,07		
+ 88,7	—	1,22	1,19	1,18		
+ 94,0	1,33	—	1,29	1,24	+ 0,08	$1,5 \times 10^{-11}$
+ 108	—	1,35	1,42	1,44	+ 0,10	$1,3 \times 10^{-11}$
+ 128	1,48	—	1,60	1,55	+ 0,16	$1,6 \times 10^{-11}$
+ 130	1,69	—				

(1) La face α (fig. 1) était chargée positivement ou négativement, et la face β était au sol.

Lame C: ($1 = 50^{\text{mm}}, 66$ et $\frac{1}{e} = 20,4$) $e = 2^{\text{mm}}, 52$

Différences de Potentiel: V en U. R. S.	Déformations observées en $\frac{\lambda}{2}$		Déformations piézo- électriques calculées	Déformations diélectriques	
	allongements N_1	contractions N_2		$\frac{\lambda}{2}$ en $\frac{N_1 + N_2}{2}$	variations unitaires $\frac{\delta V}{V} \left(\frac{e}{\bar{V}} \right)^2$
$\pm 3,23$	$\frac{0,29}{2}$	$\frac{0,29}{2}$	$\frac{0,29}{2}$		
$\pm 7,84$	$\frac{0,70}{2}$	$\frac{0,70}{2}$	$\frac{0,34}{2}$		
$+ 21,5$	$\frac{0,77}{2}$	$\frac{0,77}{2}$	$\frac{0,77}{2}$		
$+ 25,4$	$\frac{1,01}{2}$	$\frac{0,88}{2}$	$\frac{0,88}{2}$		
$+ 40,5$	$\frac{1,67}{2}$	$\frac{1,51}{2}$	$\frac{1,53}{2}$		
$+ 44,0$	$\frac{1,67}{2}$	$\frac{1,67}{2}$	$\frac{1,64}{2}$		
$+ 58,8$	$\frac{2,34}{2}$	$\frac{2,05}{2}$	$\frac{2,06}{2}$		
$+ 68,4$	$\frac{2,34}{2}$	$\frac{2,34}{2}$	$\frac{2,31}{2}$		
$+ 75,2$	$\frac{3,46}{2}$	$\frac{2,45}{2}$	$\frac{2,47}{2}$		
$+ 98,0$	$\frac{3,46}{2}$	$\frac{2,99}{2}$	$\frac{2,95}{2}$	$+ 0,32$	$1,4 \times 10^{11}$
$+ 101$	$\frac{3,48}{2}$	$\frac{3,26}{2}$	$\frac{3,23}{2}$	$+ 0,44$	$- 1,2 \times 10^{11}$
$+ 120,5$	$\frac{3,81}{2}$	$\frac{3,09}{2}$	$\frac{3,48}{2}$	$+ 0,70$	$1,4 \times 10^{11}$



Les deux premières mesures des lames B et C ont été faites avec la batterie d'accumulateurs et par renversement du champ électrique. Par ces deux mesures, on détermine :

$$\rho_0 = 5,45 \times 10^{-8}$$

pour la lame B et

$$\rho_0 = 124 \times 10^{-8}$$

pour la lame C.

Voici le tableau qui résume les valeurs de ρ_c pour ces trois lames :

Lame	$\frac{l}{e}$	ρ_0	k
A	155,8	$1,01 \times 10^{-5}$	$6,4 \times 10^{-8}$
B	8,6	$54,5 \times 10^{-8}$	$6,3 \times 10^{-9}$
C	20,1	124×10^{-8}	$6,1 \times 10^{-8}$

On vérifie ainsi que la déformation d'une lame de quartz piézo-électrique dans la direction de sa longueur normale

aux axes optique et électrique, est proportionnelle à sa longueur et inversement proportionnelle à son épaisseur (direction de l'axe électrique).

Les valeurs des constantes pour les lames A et B doivent être considérées comme identiques à celle que l'on admet pour la constante piézo-électrique, et l'écart de celle de la lame C, qui est encore à la limite des erreurs d'expérience, est probablement dû à la médiocrité de la qualité de l'échantillon de quartz.

Une lame, même jugée bonne par les essais préliminaires (1), n'est pas nécessairement parfaite : ainsi l'une des nombreuses lames que j'ai essayées ne se déformait que de 70 0/0 de la quantité déterminée plus haut, mais elle présentait, elle aussi, l'allure de saturation.

Dans la quatrième colonne des tableaux B et C sont inscrites les déformations piézo-électriques en $\frac{\lambda}{2}$ calculées par la formule

$$N = \frac{2}{\lambda} \delta l = - \frac{2}{\lambda} \frac{e_0}{\omega} (1 - e^{-\omega V}),$$

la valeur probable de $\frac{1}{\omega}$ étant trouvée égale à 114 par la méthode des moindres carrés en calculant les valeurs $\frac{\Delta N}{\Delta V}$.

En les comparant avec les déformations piézo-électriques observées inscrites dans les troisièmes colonnes, on voit que les écarts dépassent à peine les erreurs d'observation.

Dans la figure 9, on voit la courbe des déformations électriques de la lame C en fonction du potentiel V pris comme

(1) Voir page 18.

abscisses. La courbe théorique a été tracée d'après la formule ci-dessus. La courbe des points $\oplus$ est donnée par les allongements et celle des points $\odot$ par les contractions.

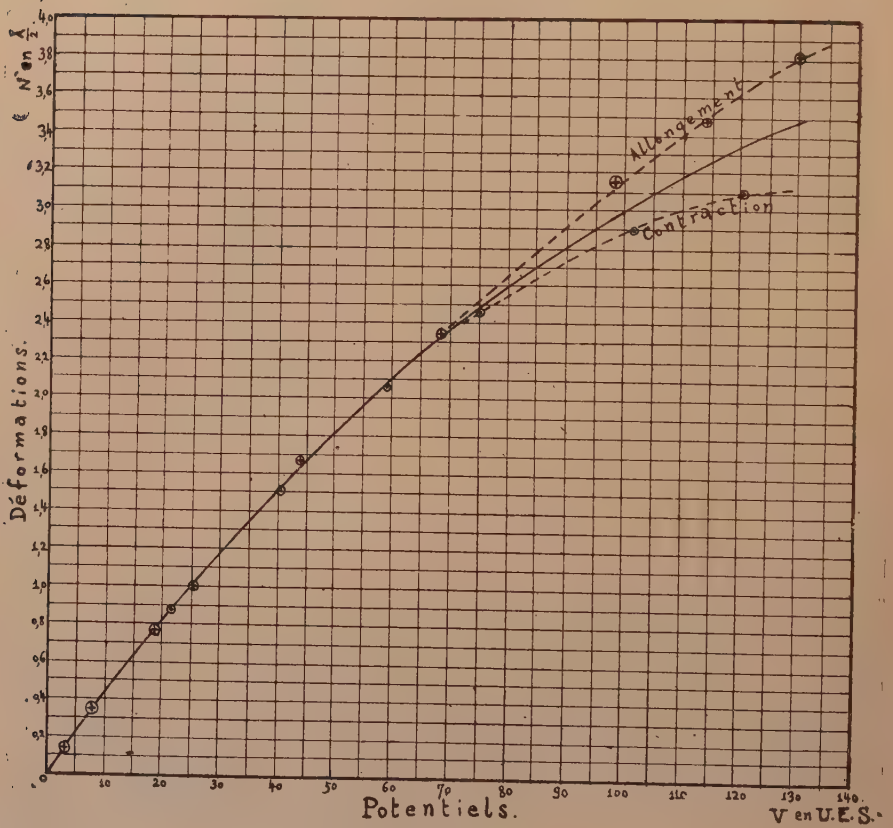


Fig. 9.

On voit sur ce graphique que les deux courbes en poin-

tillé se confondent avec la courbe théorique jusqu'au potentiel de 70 U. E. S. environ : dès cette état, elles s'écartent de part et d'autre de la courbe théorique mais leur moyenne lui reste à peu près superposable.

Nous n'avons pas pu aller au delà de quarante mille volts à cause des étincelles qui éclataient entre les deux armatures de la lame de quartz, à travers l'huile de paraffine. Nous sommes à peine rentrés dans le domaine de saturation qui a été prévu par la théorie.

Si le phénomène de saturation existe effectivement, la valeur maximum de la déformation piézo-électrique du quartz sera atteinte à 100% près pour $V = 520$ U. E. S. environ.

On voit que les déformations piézo-électriques des trois lames A, B, C étudiées, peuvent être bien exprimées par la formule

$$\delta l = - 114 \rho_0 \left(1 - e^{-\frac{V}{114}} \right)$$

dans les limites des potentiels expérimentés. Si elle restait vraie dans le domaine de saturation, la déformation limite serait

$$\lim \delta l = - 114 \rho_0 = - 114 \cdot \frac{l}{e} k.$$

Elle serait proportionnelle à la longueur, ce qui est presque évident ; mais elle serait inversement proportionnelle à l'épaisseur, ce que l'on doit admettre sous réserve.

Dans les cinquièmes colonnes de ces tableaux sont incrites les différences des allongements sur les contractions pour les mêmes différences de potentiel et les variations unitaires de longueur, pour un champ d'intensité $H = \frac{V}{e} = l$.

De la comparaison des résultats, il ressort que la loi (1) du carré des champs de déformations électriques des diélectriques solides isotropes qui a été établie théoriquement et expérimentalement, est aussi bien vérifiée que possible, car, il ne faut pas oublier, que l'on se trouve en présence de déformations très petites et superposées au phénomène réciproque de la piézo-électricité.

Le coefficient des déformations diélectriques doit être une fonction croissante du potentiel V : en effet, dans les expériences de la lame A, les champs électriques n'étaient pas très inférieurs à ceux employés dans les expériences de la lame C et pourtant on n'avait pas constaté de dissymétrie entre les allongements et les contractions.

Cet allongement diélectrique du quartz deviendra dominant, quand le potentiel est très élevé. Avant d'arriver à la saturation de la déformation piézo-électrique, on rencontre un maximum de la courbe des contractions au potentiel $V = 160$ U. E. S. environ et un point d'inflexion de la courbe des dilatations au potentiel $V = 190$ environ pour la lame C.

En résumé, les déformations électriques d'une lame de quartz piézo-électrique dans la direction normale aux axes optique et électrique sont données par la formule

$$\Delta l = -6,4 \times 10^{-8} \frac{l}{e} \times 114 \left(1 - e^{-\frac{V}{114}} \right) + 1,3 \times 10^{-11} l \left(\frac{V}{e} \right)^2,$$

le second terme ne prenant une valeur sensible qu'à partir du potentiel de 80 U.E.S.

(1) SACERDOTE, *Thèse de doctorat* (1899).

BOUCHET, *Annales de Physique*, t. XII, p. 303, 1919.

Déformations dans la direction de l'axe électrique

Les installations et les mesures se font dans ce cas de la même manière que dans le cas précédent. Les deux faces perpendiculaires à l'axe électrique de la lame du quartz recouvertes de deux feuilles d'étain, était collées par-dessus et par-dessous sur les plans de verre m et v .

Vérification de l'indépendance des dimensions. —

On sait que le phénomène direct de piézo-électricité ne dépend pas de l'épaisseur e dans la direction de l'axe électrique.

Comme il semble certain que la qualité piézo-électrique du quartz peut varier d'une quantité appréciable d'un échantillon à l'autre, il vaut mieux, pour vérifier ce point dans le phénomène réciproque, employer plusieurs fois une même lame en diminuant successivement son épaisseur.

C'est ce que j'ai fait avec une lame de 12 millimètres d'épaisseur qui a été réduite ensuite, d'abord à 6 millimètres, puis à 4 millimètres. En chargeant au potentiel $V = 85$ U. E. S., on a observé dans les trois cas une déformation de 0,15 d'une frange. Il en résulte que la déformation piézo-électrique du quartz dans la direction de l'axe électrique est bien indépendante de ses dimensions.

Mesure d'une pile de lames piézo-électriques — La déformation du quartz dans la direction de l'axe électrique est indépendante de ses dimensions et elle serait inférieure à 0,2 de frange dans les conditions ordinaires. Je l'ai amplifiée par la méthode suivante.

Un certain nombre de lames de quartz sont taillées perpendiculairement à l'axe électrique et elles sont collées les unes au-dessus des autres après avoir été métallisées; mais les lames d'ordre pair ont été retournées et leur axe électrique est en sens inverse de celui des deux lames voisines.

Sur la figure 10, les flèches donnent les sens des axes de ces plaques.

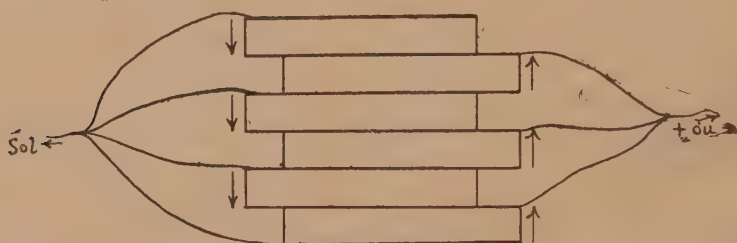


Fig. 10.

Dans ces conditions, il est facile de se rendre compte, que quand on charge la pile de lames comme des condensateurs en batterie, les n lames s'allongent ou se contractent et la déformation de la pile est n fois plus grand que celle d'une lame simple.

Cette méthode de multiplication peut être appliquée à une pile de lames de verre argentées : par exemple, dans l'étude (1) encore inachevée des déformations des diélectriques solides suivant les lignes de force, le retournement n'ayant évidemment dans ce cas aucun objet.

J'ai fait les mesures sur une pile de six lames chacune de 13 millimètres d'épaisseur et sur une autre pile de douze lames ayant chacune 5 millimètres d'épaisseur. Je donne ci-dessous les résultats relatifs à cette dernière pile :

(1) Cf. BOUCHET, *Annales de Physique*, t. XII, p. 303, 1919.

Pile de 12 lames : $e = 5$ millimètres

Différences de Potentiel: V en U. E. S.	Déformations observées en $\frac{\lambda}{2}$		Déformations piézo- électriques calculées $N = \frac{N_1 + N_2}{2}$	Déformations piézo- électriques calculées	Déformations diélectriques	
	allongements N_1	contractions N_2			$N' = \frac{N_1 - N_2}{2}$	variations unitaires $\frac{\delta U}{U} \left(\frac{e}{V} \right)^2$
$\pm 7,23$	$\frac{0,40}{2}$	$\frac{0,40}{2}$	0,20	0,20		
+ 25,0	0,64	0,70	-0,64	0,64		
— 28,5			0,70	0,71		
+ 57,0	1,27	1,43	1,27	1,26		
— 67,4			1,43	1,43		
+ 74,4	1,51	1,63	1,51	1,54		
— 79,8			1,63	1,61		
+ 95,6	1,80	1,95	1,80	1,82	— 0,09	$-1,0 \times 10^{-11}$
— 100			1,90	1,87		
+ 118	2,02	2,28			— 0,17	$-1,1 \times 10^{-11}$
— 134			2,46	2,22		

Dans la quatrième colonne du tableau sont inscrites les déformations piézo-électriques calculées d'après la formule

$$\delta e = 6,4 \times 10^{-8} \times 114 \left(1 - e^{-\frac{V}{114}} \right)$$

et multipliées par 12, le nombre de lames de la pile. Elles sont en plein accord avec les valeurs observées inscrites dans la troisième colonne.

Mais, si cette formule restait vraie dans le domaine de saturation, la valeur limite de la déformation serait indépendante des dimensions, ce qui semble surprenant *a priori*.

Il est souhaitable d'avoir plus de données dans le domaine de saturation même.

Dans la cinquième colonne on a inscrit une contraction purement diélectrique et la variation unitaire d'épaisseur correspondante pour un champ $H = \frac{V}{e} = 1$, elle est égale à $-1,1 \times 10^{-11}$.

Les déformations électriques d'une lame de quartz piézo-électrique dans la direction de l'axe électrique peuvent donc être données par la formule

$$\Delta e = 6,4 \times 10^{-8} \times 114 \left(1 - e^{-\frac{V}{114}} \right) + 1,1 \times 10^{-11} \frac{V^2}{e}$$

Déformation dans la direction de l'axe optique

Les lames sont taillées de façon que l'axe optique se trouve dans la direction de leur longueur. Les installations et les mesures sont réalisées de la même manière que dans le premier cas.

En opérant d'abord sur une lame de 59,5 mm. de long et de 5 millimètres d'épaisseur, aucune déformation sensible n'a pu être observée, même pour un voltage de 120 U. E. S.

J'ai fait ensuite diminuer l'épaisseur de la lame jusqu'à 3 millimètres. On constatait alors des allongements quand on chargeait la face α de la lame de quartz positivement ou négativement. C'est une déformation purement électrique, qui ne dépend pas du sens du champ électrique. Elle n'est pas aussi instantanée que la déformation piézo-électrique ; elle n'atteint sa valeur maximum qu'au bout d'environ quarante secondes.

Voici les deux mesures prises :

Lame D : ($l' = 59^{\text{mm}},5$ $e = 3^{\text{mm}}$)

Différence de Potentiel V. en U. E. S.	allongements : Δ en $\frac{\lambda}{2}$	$\frac{\delta l'}{l'} \left(\frac{e}{V} \right)^2$
102	0,15	$6,0 \times 10^{-12}$
132	0,23	$6,7 \times 10^{-12}$

On a donc la déformation électrique d'une lame de quartz piézo-électrique dans la direction de l'axe optique

$$\Delta l' = 6,4 \times 10^{-12} l' \left(\frac{V}{e} \right)^2$$

dans l'intervalle de 30.000 à 40.000 volts.

On pourrait se demander si l'apparition de ce faible allongement n'était pas due à l'effet thermique. Pour cela, nous faisons simplement remarquer que l'absence du phénomène dans l'expérience de la lame de 8 millimètres d'épaisseur, toutes les choses étant d'ailleurs égales, doit condamner cette idée.

Nous trouvons ainsi un allongement électrique dans la direction de l'axe optique bien que la dimension dans cette direction ait été jusqu'à ce jour considérée comme invariable.

C'est probablement à cette déformation qu'il faut rapporter la troisième fréquence naturelle du quartz en résonance (1).

En résumé nous observons, en outre du phénomène

(1) HUND, *Proceedings of the Institut of Radio-Engincer*, août 1926.

réci-proque de la piézo-électricité, des déformations diélectrique du quartz : une contraction dans la direction des lignes de force et un allongement dans les directions perpendiculaires comme nous l'avons montré dans les considérations théoriques (voir page 31).

Voici le tableau comparatif des résultats obtenus dans ces trois directions :

Directions	Déformations diélectriques unitaires par unité de champ électrique (moyennes)	$\frac{1}{E}$	Rapports
dans la direction de l'axe électrique:...	$- 11 \times 10^{-12}$	$1,25 \times 10^{-12}$	9
dans la direction normale aux axes électrique et optique...	$+ 13 \times 10^{-12}$	$1,73 \times 10^{-12}$	8
dans la direction de l'axe optique.....	$+ 6,4 \times 10^{-12}$	$0,93 \times 10^{-12}$	7

Dans les deuxième et troisième colonnes figurent les déformations diélectriques par unité de longueur et par unité de champ et les inverses des modules d'Young du quartz ; dans la dernière colonne, j'indique les rapports des déformations aux inverses des modules $\frac{1}{E}$.

On sait que la proportionalité entre les dilatations électriques et les inverses des modules d'Young semble être établie pour les diélectriques solides isotropes, par exemple, l'ébonite, la paraffine, et le verre (1).

(1) BOUCHET, *Annales de Physique*, 9^e série, t. XI-XII, p. 440, 1919

La loi des modules n'est pas rigoureusement observée ici, mais il ne s'ensuit pas pour cela qu'elle n'est pas exacte. En effet, les déformations diélectriques du quartz sont assez faibles, superposées aux phénomènes réciproques de la piézo-électricité, et par conséquent, difficiles à mesurer exactement.

Les déformations diélectriques du quartz ne peuvent pas être expliquées par les pressions électrostatiques telles qu'on les conçoit. En effet, la déformation due à la pression électrostatique sera donnée par

$$\delta l = l \cdot \frac{1}{E} \frac{K}{8\pi} \left(\frac{V}{e} \right)^2.$$

S'il était encore légitime de prendre comme pouvoir inducteur spécifique pour les hautes tensions $K = 4,5$ dans la direction de l'axe électrique, les coefficients des déformations unitaires $\frac{1}{E} \frac{K}{8\pi}$ seraient environ quarante fois plus petits que ceux que l'on observe.

CHAPITRE V

MESURE DES VARIATIONS DES INDICES

Dans les modifications optiques des milieux isotropes ou anisotropes provoquées par des actions mécaniques, électriques ou magnétiques, on détermine plus souvent les variations de biréfringence, c'est-à-dire de la différence $n - n'$, que celles des indices de réfraction n, n' pris séparément. Pour plus de simplicité expérimentale, on observe ces phénomènes en général dans une direction perpendiculaire à l'action qui produit la biréfringence.

Nous allons déterminer, en établissant un champ électrique suivant l'axe électrique d'une lame de quartz piézo-électrique, les variations des deux indices, le faisceau de lumière traversant la lame dans la direction des lignes de force.

Principe. — Pour cela nous observerons les franges d'interférence produites : soit avec le rayon ordinaire, soit avec le rayon extraordinaire, entre les deux faces du cristal normales à l'axe électrique, qui sont en même temps les armatures limitant le champ électrique.

Quand on charge la lame, les franges se déplacent. Ce déplacement provient à la fois de la dilatation électrique du cristal et de la variation de l'indice de réfraction.

Pour le rayon ordinaire, la lumière incidente est polarisée dans la section principale de la lame de quartz. Si e est l'épaisseur primitive de la lame, n et $n + \Delta n$ les valeurs de l'indice de réfraction aux potentiels zéro et V , le nombre N des franges mises en jeu a pour expression

$$N \frac{\lambda}{2} = n\Delta e + e\Delta n,$$

la dilatation Δe ayant été étudiée dans le chapitre IV et pouvant être calculée par la formule

$$\Delta e = 6,4 \times 10^{-8} \times 114 \left(1 - e^{-\frac{V}{114}} \right) = 1,1 \times 10^{-4} \frac{V^2}{e};$$

on en déduit la variation de l'indice Δn .

Il suffit de polariser la lumière à angle droit pour répéter la même expérience sur le rayon extraordinaire.

Dispositif. — La lame de quartz dont les deux faces planes et parallèles, taillées normalement à l'axe électrique, sont recouvertes d'une argenteure assez forte mais cependant transparente, est portée par un cadre en ébonite et placée dans une cuve à faces parallèles contenant de l'huile de paraffine. Les charges électriques sont amenées par deux petits ressorts en platine qui s'appuient sur les argenteures des faces.

Nous avons utilisé les anneaux à l'infini qui suivent les courbes d'égale inclinaison produites entre les deux faces argentées de la lame de quartz. Ces faces doivent être exactement planes et parallèles, pour que la différence de

marche $\delta = 2ne \cos r$ soit seulement fonction de l'angle d'incidence. Les anneaux concentriques sont observés au moyen d'une lunette visant à l'infini.

Le dispositif est celui de la figure 11. Une lentille L de très courte distance focale projette l'image de la lampe à mercure H sur un petit diaphragme O devant lequel sont disposées deux cuves C contenant l'une du chromate neutre de potassium et l'autre du chlorure de didyme pour ne

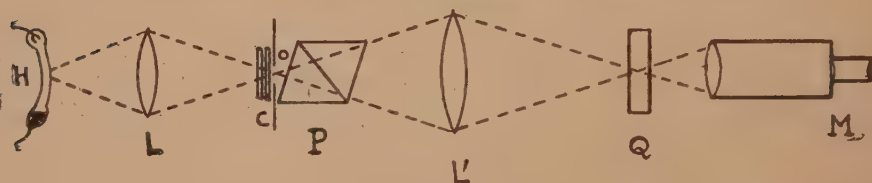


Fig. 11

laisser subsister que la raie verte. Une seconde lentille L' projette une image non agrandie du diaphragme O sur la lame de quartz Q, de manière à n'employer qu'une petite portion des surfaces ; ceci est nécessaire quand la planéité et le parallélisme des deux surfaces ne sont que grossièrement réalisés. On doit choisir la meilleure portion des surfaces à laquelle correspond un extremum de l'ordre d'interférence et par suite un maximum de netteté des franges.

Pour cela et pour pouvoir centrer les anneaux dans le champ de la lunette, l'appareil interférentiel est placé sur un support qui permet de l'orienter, au moyen de trois vis calantes et d'une vis horizontale de butée qui fait tourner tous le système autour d'un axe vertical.

Lorsque la lame de quartz est éclairée par un faisceau de lumière monochromatique mais naturelle, on

obtient deux systèmes d'anneaux, l'un dû au rayon ordinaire et l'autre au rayon extraordinaire. Pour supprimer l'un ou l'autre, on place un nicol P devant le diaphragme O pour polariser la lumière incidente suivant des azimuts donnés.

Si la section principale du nicol est parallèle à celle de la lame de quartz, le rayon incident vibre dans la section principale de la lame de quartz et il se propage dans la lame avec une certaine vitesse à laquelle correspond l'indice extraordinaire n_e ; si la section principale du nicol est perpendiculaire à celle de la lame de quartz, le rayon incident vibre perpendiculairement à la section principale de la lame de quartz et il se propage dans la lame avec une certaine vitesse à laquelle correspond l'indice ordinaire n_o .

On sait que les numéros l'ordre d'interférence de ces anneaux à l'infini vont en décroissant à partir du centre. Si l'épaisseur optique équivalente de la lame n_e augmente, on verra les diamètres de tous les anneaux croître et de nouveaux anneaux apparaître au centre ; inversement, si l'épaisseur optique équivalente diminue, tous les anneaux se contractent et viennent, l'un après l'autre, s'évanouir au centre.

Soit ε la partit fractionnaire de l'ordre d'interférence au centre. Un simple calcul nous donne

$$\varepsilon = \frac{x_1^2}{x_2^2 - x_1^2}$$

x_1, x_2 étant les diamètres des deux premiers anneaux en valeurs relatives, par exemple, en divisions micrométriques.

Mesures et résultats. — Les mesures s'exécutent comme il a été expliqué dans les chapitres III et IV.

J'ai mesuré les variations des indices sur les lames B et C dont la dilatation électrique a été étudiée dans le chapitre IV et sur une nouvelle lame E ; les épaisseurs ont ainsi été 5,29 mm. 2,52 mm. et 40,35 mm. Les variations totales observées sont identiques dans les trois cas et par conséquent indépendantes de l'épaisseur.

Lorsque l'on charge d'électricité positive la face α normale à l'axe électrique, qui deviendrait positive par une compression exercée dans la direction de cet axe, les anneaux à l'infini, avec le rayon ordinaire ou avec le rayon extraordinaire, sortent, donc l'épaisseur optique équivalente de la lame augmente. Inversement lorsque l'on charge la face α d'électricité négative, les anneaux à l'infini rentrent, donc l'épaisseur optique équivalente de la lame diminue. Le nombre N des franges déplacées dans un sens ou dans l'autre est le même en valeur absolue ; la variation des deux indices change donc de signe avec le sens du champ électrique comme dilatation piézo-électrique.

Voici les résultats obtenus :

(I) Avec le rayon ordinaire : $n_0 = 1,546168$

Différences de potentiel V en U. E. S.	Variations de n_0 observées en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes)	Dilatations électriques Δe calculées en $\frac{\lambda}{2n_0}$	$e\Delta n_0$ en $\frac{\lambda}{2}$	$\frac{\Delta n_0}{\frac{V}{e}}$
+ 71	+ 0,075	+ 0,19	— 0,115	— $4,3 \times 10^{-8}$
+ 99	+ 0,10	+ 0,235	— 0,135	— $3,8 \times 10^{-8}$
+ 125	+ 0,12	+ 0,28	— 0,16	— $3,6 \times 10^{-8}$

(II) Avec le rayon extraordinaire : $n_e = 1,555339$

Différence de potentiel V en U. E. S.	Variations de n_e observées en $\frac{\lambda}{2}$ (observées)	Dilatations électriques Δe calculées en $\frac{\lambda}{2n_e}$	$e\Delta n_e$ en $\frac{\lambda}{2}$	$\frac{\Delta n_e}{\frac{V}{e}}$
+ 50,4	+ 0,09	+ 0,15	— 0,06	— $3,2 \times 10^{-8}$
+ 73,0	+ 0,11	+ 0,196	— 0,086	— $3,2 \times 10^{-8}$
+ 95,5	+ 0,14	+ 0,236	— 0,096	— $2,7 \times 10^{-8}$
+ 127	+ 0,16	+ 0,28	— 0,012	— $2,6 \times 10^{-8}$

Dans les deuxièmes et troisièmes colonnes de ces tableaux sont inscrites les variations observées de l'épaisseur optique équivalente et les dilatations électriques calculées : leurs différences qui sont dues aux variations des indices sont enregistrées dans les quatrièmes colonnes. Dans les dernières colonnes on voit les variations des indices ordinaire et extraordinaire par unité de champ $\frac{V}{e} = 1$, que l'on peut considérer comme constantes, leurs écarts n'atteignant que la limite des erreurs d'expériences.

En résumé, les indices ordinaire et extraordinaire d'une lame de quartz piézo-électrique diminuent, lorsque l'on charge les deux faces α , β normales à l'axe électrique de manière que la lame éprouve une dilatation dans le sens de cet axe. Inversement, les deux indices augmentent lorsque l'on charge la lame de manière qu'elle se contracte dans le sens de l'axe électrique. Les variations sont proportionnelles aux champs et les coefficients sont égaux à $3,9 \times 10^{-8}$ et $2,9 \times 10^{-8}$ respectivement pour les indices ordinaire et extraordinaire.

Observation directe de la variation de biréfringence dans la direction de l'axe électrique. — Les deux indices ordinaire et extraordinaire n'étant pas modifiés d'une manière identique, il en résulte une variation de biréfringence que nous avons directement mise en évidence avec les hyperboles de Müller.

L'axe d'une lame parallèle de quartz piézo-électrique est placé à 45° sur la direction principale d'un nicol polariseur. Une lentille L de très courte distance focale fait converger les rayons polarisés sur la lame de quartz. Après sa traversée, ils tombent sur une seconde lentille L' : A chaque point du plan focal principal F de cette lentille correspond pour la lame une onde incidente ou émergente de direction extérieure à la lame parfaitement déterminée. Nous regardons le plan F à travers une loupe et un nicol oculaire croisé avec le nicol polarisateur : Sur le plan F se dessinent des franges à l'infini. Ce sont deux systèmes d'hyperboles, ayant l'axe optique et sa perpendiculaire pour axes.

Lorsque l'on charge positivement la face α normale à l'axe électrique de la lame de quartz-piézo-électrique de manière à produire un allongement dans le sens de cet axe, les hyperboles non coupées par l'axe optique se rapprochent du centre, deviennent les asymptotes, puis se transforment en hyperboles coupées par l'axe : il y a donc une augmentation de la différence de marche $\delta = e(n_e - n_o)$ qui est due presque totalement à l'augmentation de la double réfraction. Inversement lorsque l'on charge négativement la face α de la lame de manière que l'on ait une contraction dans le sens de l'axe électrique, les hyperboles coupées par l'axe optique se rapprochent du centre, deviennent les

asymptotes, puis se transforment en hyperboles non-coupées par l'axe optique ; il y a donc une diminution de la différence de marche $\delta = e (n_e - n_o)$ qui est due presque totalement à la diminution de la double réfraction.

Les phénomènes sont très nets, mais nous n'avons pas pu effectuer de mesures, car la sensibilité de cette méthode pour les mesures des variations de biréfringence est encore deux fois plus petite qu'avec les anneaux à l'infini précédemment employés.

Cependant, il en résulte une vérification précieuse de ce que nous pouvons déduire de nos mesures des variations des indices : la double réfraction dans la direction des lignes de force d'une lame de quartz piézo-électrique augmente, lorsque l'on charge les faces α, β normales à l'axe électrique de manière que la lame éprouve un allongement dans le sens de cet axe ; inversement la double réfraction diminue lorsque l'on charge la lame de manière qu'elle éprouve une contraction dans le sens de l'axe électrique.

CHAPITRE VI

VARIATIONS DE BIRÉFRINGENCE DANS LA DIRECTION NORMALE AUX AXES OPTIQUE ET ÉLECTRIQUE

La lame de quartz étant chargée suivant l'axe électrique, nous observons les variations de biréfringence dans la direction normale aux axes optique et électrique avec les spectres cannelés de Fizeau et de Foucault.

Principe. — En interposant une lame de quartz parallèle aux axes optique et électrique entre deux nicols croisés et en décomposant la lumière au moyen d'un spectroscope, on voit dans le spectre un certain nombre de bandes noires verticales. On sait que, si λ représente la longueur d'onde d'une de ces bandes, l la longueur de la lame dans la direction du faisceau lumineux, $n_e - n_o$ la différence des indices pour la radiation λ , on a la relation

$$(n_e - n_o)l = p\lambda,$$

p étant un nombre entier, le numéro d'ordre de la bande considérée.

Si pour une raison quelconque, la différence de marche $\delta = (n_e - n_o)l$ varie, les cannelures conservent leurs numéros d'ordre et se déplacent dans un sens ou dans l'autre.

Le déplacement d'une cannelure de numéro d'ordre p est déterminé par ce numéro et en raison inverse de sa grandeur. La sensibilité de cette méthode exige donc que le numéro d'ordre soit petit.

Pour l'observation de faibles variations électriques, on doit compenser la biréfringence naturelle de la lame de quartz étudiée par une autre lame d'à-peu près mêmes dimensions et croisée avec elle.

Soient l et l' les longueurs de ces deux lames croisées ; on a la relation

$$(n_e - n_o) (l - l') = p\lambda.$$

Lorsque l'on charge la lame de quartz piézo-électrique suivant l'axe électrique, les cannelures se déplacent. Ce déplacement $\Delta\lambda$ provient à la fois de la variation de biréfringence $\Delta(n_e - n_o)$ et de la dilatation électrique Δl . La lame compensatrice étant hors du champ électrique, on a

$$l\Delta(n_e - n_o) + (n_e - n_o)\Delta l = p\Delta\lambda.$$

Comme la dilatation électrique a été étudiée dans le chapitre IV, on déduit de cette équation les variations de biréfringence $\Delta(n_e - n_o)$. A cause de la petitesse de la double réfraction du quartz, l'effet dû à la dilatation est en général peu important dans ce mode d'observation.

Dépositif. — On interpose entre deux nicols croisés la lame de quartz Q dont la variation de biréfringence est à étudier et une autre lame compensatrice C d'à peu près

même longueur. Les deux lames Q et C sont croisées et leurs sections principales font un angle de 45° avec celles des nicols. La source lumineuse qui est un arc au charbon est placée au foyer de la lentille collimatrice. L. Le faisceau lumineux parallèle traverse successivement le nicol polariseur P, la lame de quartz Q, la lame compensatrice C et le nicol analyseur A. Il est reçu sur une seconde lentille convergente L' qui projette l'image du charbon positif sur la fente d'un spectroscopie à déviation constante et gradué en longueur d'onde.

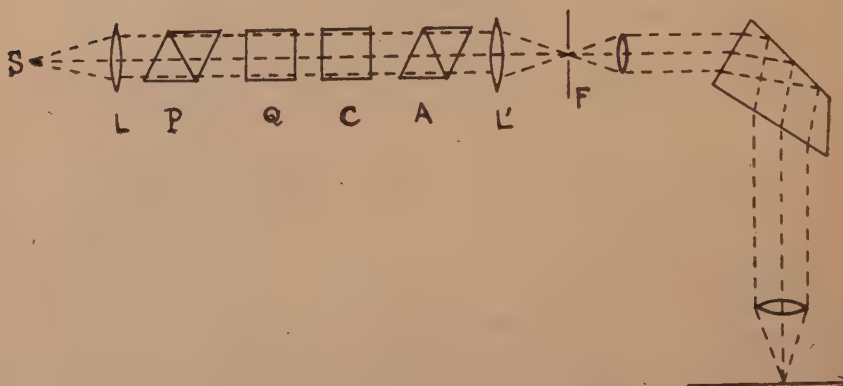


Fig. 12.

La lame de quartz Q, dont les deux faces normales à l'axe électrique sont recouvertes de feuilles d'étain, est portée par un cadre en ébonite et placée dans une cuve à faces parallèles contenant de l'huile de paraffine. Ce système est placé sur un support qui permet de l'orienter, au moyen de trois vis calantes et d'une vis horizontale de butée qui fait tourner le système autour d'un axe vertical.

La lame compensatrice C est contenue dans une bonnette pouvant tourner autour de son axe. Le support, qui peut subir un mouvement de translation horizontal dans une direction normale à la propagation de la lumière, est mobile autour d'un axe parallèle à cette direction et autour d'un axe vertical.

Mise en place des appareils et réglage. — Le faisceau de lumière étant bien parallèle à la sortie de la lentille collimatrice, on place d'abord verticalement les petites diagonales du losange des faces de sortie des nicols. La lentille de projection L' est ensuite placée à une distance telle qu'une image du charbon positif de l'arc se forme sur la fente du spectroscopie. Les sections principales des nicols étant parallèles, le spectre a son maximum d'éclat. On en profite pour rendre plus parfaite la mise au point du spectre et disposer convenablement le spectroscopie.

On tourne ensuite le nicol analyseur jusqu'à ce que la lumière s'éteigne dans tout le spectre à la fois ; les deux nicols sont ainsi croisés.

Laissant le polariseur et l'analyseur fixes, on introduit la lame de quartz Q. Pour rendre ses faces perpendiculaires au faisceau lumineux, on agit sur la vis horizontale de butée et sur deux des vis calantes placées suivant la direction de propagation de la lumière. La section principale de la lame Q en général n'est qu'approximativement verticale et de la lumière apparaît dans le spectre. On agit sur la troisième vis calante jusqu'à nouvelle extinction du spectre et la section principale de la lame Q est ainsi amenée parallèle à celle du nicol polariseur.

On introduit ensuite la lame compensatrice C. On l'oriente normalement au faisceau lumineux, puis on fait tourner sa monture de manière à rendre sa section principale perpendiculaire à celle de la lame Q.

Il ne reste plus qu'à faire tourner dans un même sens les deux nicols polariseur et analyseur de 45° dans leurs montures graduées.

Mesures et résultats. — La charge de la lame Q est effectuée comme il a été indiqué dans le chapitre III, et les déplacements des cannelures sont relevés visuellement.

J'ai utilisé la lame B dont la dilatation électrique et les variations d'indices ont été étudiées et sur une nouvelle lame F; les dimensions ont été ainsi de 45,48 mm., 48 millimètres de long et de 5,29 mm., 12,66 mm. d'épaisseur.

L'une de ces lames était prise comme compensatrice quand l'autre était chargée.

Nous observions dans tout le spectre quatre bandes noires des longueurs d'onde :

$$6138 \text{ \AA}, \quad 5430 \text{ \AA}, \quad 4915 \text{ \AA}, \quad 4450 \text{ \AA}.$$

Avec les données (1) concernant la dispersion de la double réfraction du quartz, on trouve sans aucune ambiguïté les numéros d'ordre de ces cannelures $p = 7, 8, 9, 10$.

Quand la lame compensatrice est plus longue que la lame de quartz soumise à l'action électrique, il est commode de regarder les numéros d'ordre p comme négatifs pour l'in-

(1) MACÉ DE LEPINAY, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IV, p. 166, (1885).

interprétation des phénomènes observés (dans le cas de la lame F).

Voici les résultats obtenus :

Lame B : $l = 45^{\text{mm}},48$, $e = 5^{\text{mm}},29$

(longueur de la lame compensatrice = $45^{\text{mm}},00$)

V (1) en U.E.S.	λ en Å	$\Delta\lambda$ en Å	$p\Delta\lambda$ $p = 7$	$(n_e - n_o)\Delta l$ en Å (calculées)	$l\Delta(n_e - n_o)$ en Å	$\frac{\Delta(n_e - n_o)}{\frac{V}{e}}$
+ 50,5	6 138	— 94	— 658	— 20	— 638	$-1,47 \times 10^{-8}$
+ 73,4	»	— 135	— 945	— 28	— 917	$-1,45 \times 10^{-8}$
+ 98,7	»	— 185	— 1 290	— 33	— 1 262	$-1,49 \times 10^{-8}$
+ 107	»	— 203	— 1 421	— 35	— 1 386	$-1,51 \times 10^{-8}$
+ 142	»	— 270	— 1 890	— 41	— 1 819	$-1,52 \times 10^{-8}$
— 136	»	+ 252	+ 1 764	+ 40	+ 1 724	$-1,47 \times 10^{-8}$
— 110	»	+ 208	+ 1 456	+ 35	+ 1 421	$-1,50 \times 10^{-8}$
— 92,5	»	+ 174	+ 1 218	+ 32	+ 1 186	$-1,49 \times 10^{-8}$
— 68,4	»	+ 128	+ 896	+ 26	+ 870	$-1,48 \times 10^{-8}$
— 45,0	»	+ 88	+ 616	+ 18	+ 598	$-1,55 \times 10^{-8}$

Lame F : $l = 45^{\text{mm}},00$ $e = 12^{\text{mm}},66$

(longueur de la lame compensatrice = $45^{\text{mm}},48$)

V (1) en U.E.S.	λ en Å	$\Delta\lambda$ en Å	$p\Delta\lambda$ $(p = -7)$	$(n_e - n_o)\Delta l$ en Å (calculées)	$l\Delta(n_e - n_o)$	$\frac{\Delta n_e - n_o}{\frac{V}{e}}$
+ 84,3	6 155	+ 65	— 455	— 12	— 443	$-1,48 \times 10^{-8}$
+ 107	»	+ 86	— 602	— 14	— 588	$-1,56 \times 10^{-8}$
+ 144	»	+ 115	— 805	— 17	— 788	$-1,54 \times 10^{-8}$
+ 164	»	+ 130	— 910	— 18	— 892	$-1,52 \times 10^{-8}$
— 152	»	— 120	+ 840	+ 17	+ 823	$-1,52 \times 10^{-8}$
— 118	»	— 90	+ 630	+ 15	+ 615	$-1,46 \times 10^{-8}$
— 93,5	»	— 76	+ 532	+ 13	+ 519	$-1,57 \times 10^{-8}$

(1) Pour les explications des signes voir p. 44.

Dans les troisièmes colonnes de ces tableaux sont inscrits les déplacements $\Delta\lambda$ de la bande noire de numéros d'ordre 7. $\Delta\lambda$ est positif quand la bande se déplace vers le rouge, et il est négatif quand la bande se déplace vers le violet.

On voit dans les dernières colonnes les variations de biréfringence par unité de champ $\frac{V}{e} = 1$, elles doivent être considérées comme constante aux erreurs d'expérience près.

La double réfraction diminue lorsque l'on charge positivement la face α normale à l'axe électrique, qui deviendrait positive par une compression exercée dans la direction de cet axe, et négativement l'autre face β . La double réfraction augmente lorsque le sens du champ électrique est contraire au précédent. C'est ce qui a été d'ailleurs constaté qualitativement par RÖNTGEN (1) et par KÜNDT (2).

On a donc

$$\Delta(n_e - n_o) = -1,50 \times 10^8 \frac{V}{e}$$

en grandeur et en signe.

Dispersion. — Nous avons également fait des mesures de dispersion avec les cannelures de numéros d'ordre 8 et 9 et nous donnons ci-dessous les valeurs moyennes pour ces longueurs d'onde.

(1) *Loc cit*

(2) *Loc cit.*

λ en Å	$10^8 \times \frac{\Delta(n_e - n_o)}{\frac{V}{e}}$
6 138	$1,50 \pm 0,04$
5 430	$1,33 \pm 0,05$
4 915	$1,14 \pm 0,04$

Résumons les résultats établis dans les chapitres V et VI.

Taillons un parallélépipède rectangle de quartz piézo-électrique avec des arêtes parallèles aux axes optique et électrique comme il a été indiqué dans le premier chapitre.

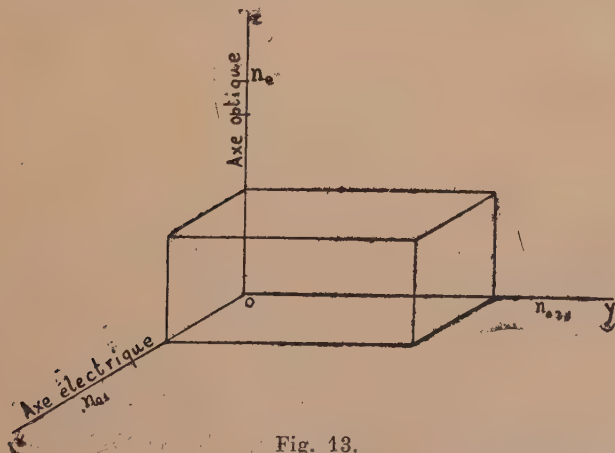


Fig. 13.

Les directions de l'axe ternaire oz (fig. 13), de l'axe binaire ox et la troisième direction rectangulaire oy sont caractérisées par les indices n_e , n_{o1} et n_{o2} des vibrations extraordinaire et ordinaire. Quand le quartz ne subit aucune déformation, n_{o1} est égal à n_{o2} .

Maintenant établissons un champ électrique suivant l'axe

électrique ox , la surface d'onde se déforme; le cristal devient biaxe et les indices dans les trois directions $oxyz$ deviennent

$$n_{o1} + \Delta n_{o1}, \quad n_{o2} + \Delta n_{o2}, \quad n_e + \Delta n_e.$$

Nous avons déterminé dans le chapitre précédent, pour la radiation verte du mercure, et par unité de champ $\frac{V}{e} = 1$,

$$\Delta n_e = -2,9 \times 10^{-8},$$

$$\Delta n_{o2} = -3,9 \times 10^{-8},$$

et nous venons de trouver que

$$\Delta(n_e - n_{o1}) = -1,33 \times 10^{-8};$$

il en résulte que

$$\Delta n_{o1} = -1,6 \times 10^{-8}$$

$$\Delta n_{o2} = -3,9 \times 10^{-8}$$

$$\Delta n_e = -2,9 \times 10^{-8}.$$

Nous arrivons donc à la conclusion suivante :

Lorsque l'on charge positivement la face α normale à l'axe électrique qui deviendrait positive par une compression exercée dans la direction de cet axe (il y a un allongement dans la direction de l'axe électrique et une contraction dans la direction normale aux axes optique et électrique), les indices dans les trois directions $oxyz$ diminuent de manière qu'on ait une augmentation de biréfringence dans la direction de ox et une diminution de biréfringence dans la direction oy . Tous ces phénomènes changent de signe lorsque le sens du champ électrique est renversé. Leurs grandeurs par unité de longueur du quartz sont proportionnelles aux champs.

Ces variations de biréfringence provoquées ne sont pas simplement des effets secondaires dus aux dilatations électriques du quartz ; en effet, les variations de la biréfringence par pression mécanique (1) ne sauraient les expliquer ni en grandeur ni en signe.

Il y a donc un phénomène électro-optique ; ce phénomène est essentiellement différent du phénomène de Kerr puisqu'il dépend linéairement du champ électrique, et change de sens avec le champ. Ces caractères se manifestent dans les modifications optiques des cristaux dépourvus de centre parmi lesquels nous signalerons la tourmaline et le sel de Seignette (2).

(1) DONGIER, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1898.

(2) VOIGT, *Magneto und Elektrooptik*, p. 341.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Etablissons un champ électrique suivant la direction de l'axe binaire d'un parallélépipède rectangle de quartz piézo-électrique :

I

1° Nous avons mesuré la déformation piézo-électrique dans la direction normale aux axes optique et électrique avec des potentiels variant de 200 volts à environ 40.000 volts. Les déformations peuvent être considérées comme proportionnelles aux tensions jusqu'à 3.000 volts et le rapport est identique à la constante piézo-électrique déterminée par CURIE dans le phénomène direct : ceci constitue une confirmation numérique de la théorie de LIPPMANN.

Aux potentiels plus élevés le rapport diminue lentement mais progressivement, et la courbe des déformations présente la forme d'une fonction exponentielle du potentiel, résultat à prévoir en vertu du principe de l'action et réaction.

Nous avons théoriquement établi, pour la constante piézo-électrique, une fonction du potentiel qui est en accord complet avec les résultats expérimentaux. Nous prévoyons même une saturation de la déformation au voisinage de 160.000 volts.

2° Dans la direction de l'axe électrique, nous avons multiplié la déformation en travaillant sur une pile de lames. La déformation par unité de longueur est égale et de signe contraire à celle qui se produit dans la direction normale aux axes optique et électrique.

3° A côté du phénomène réciproque de la piézo-électricité nous avons observé et mesuré des déformations diélectriques du quartz : une contraction dans la direction des lignes de force, et un allongement dans les directions perpendiculaires. Elles sont proportionnelles à l'énergie électrique par unité de volume du condensateur et cependant on ne peut pas les expliquer par les pressions électro-statiques telles qu'on les conçoit.

II

4° Nous avons mesuré : a) les variations des indices des vibrations extraordinaire et ordinaire dans les directions de l'axe optique et normale aux axes optique et électrique. b) la variation de la biréfringence dans la direction normale aux axes optique et électrique.

Ces modifications optiques sont linéaires et changent de signe avec le sens du champ électrique. On ne peut pas les considérer comme des effets secondaires dus aux dilatations électriques. Il y a bien là un phénomène électro-optique.

Enfin il est utile d'insister sur ce qu'une lame de quartz, même homogène optiquement, n'est pas nécessairement bonne au point de vue piézo-électrique. Le changement de polarité dans une lame de quartz piézo-électrique est une chose très fréquente. Il est nécessaire de procéder aux essais préliminaires indiqués.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

APPLICATIONS
DE LA THÉORIE DE L'ORIENTATION MOLÉCULAIRE

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 24 mai 1927.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Ch. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
S. CHARLÉTY.

SAINT-AMAND (CHER). — IMP. R. BUSSIÈRE
